Nur für den Dienstgebrauch!

Reichsberichte für PHYSIK

HERAUSGEGEBEN IM AUFTRAG DES REICHSFORSCHUNGSRATS

VON PROF. DR. W. GERLACH

LEITER DER FACHSPARTE PHYSIK

Beihefte zur Physikalischen Zeitschrift

SCHRIFTLEITUNG: DR. LUDWIG BEWILOGUA

Alle Manuskripte und darauf bezüglichen Zuschriften sind an den Schriftleiter unter der Adresse Dr. Ludwig Bewilogua, Schriftleitung der Physikalischen Zeitschrift, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, zu senden

Nr. 5 | Ausgegeben im Januar 1945 Nr. 5 / Printed in Germany | 1. Jahrgang

INHALT

Abhandlungen:

F. Wecker, Ein neues photometrisches Umformgerät. S. 142—146.

Schulz, Edelgasbögen. S. 147—153. Mit Tafel VIII.

H. J. Born, N. Riehl und K. G. Zimmer. Über die Lichtausbeute bei Erregung lumineszenzfähigen Zinksulfids durch β-Strahlen. S. 154—158.

H. Raether, Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen. Teil I: Untersuchung polierter Steinsalzoberflächen mittels Elektroneninterferenzen. S. 159—161. Mit Tafel IX.

H. Raether, Teil II: Untersuchung wasser- und wärmebehandelter Steinsalzoberflächen mittels Elektroneninterferenzen. S. 161—165. Mit Tafel X.

H. Mahl und H. Raether, Teil III: Elektronenmikroskopische Untersuchung von behandelten Steinsalzflächen. S. 166—168. Mit Tafeln XI und XII.

A. Becker, Ilsemarie Schaper und F. Becker, Über die Temperaturabhängigkeit der Erregungs- und Tilgungsfähigkeit der Phosphoreszenz. S. 169—179. Mit Tafel XIII.

Besprechungen. S. 180.

AUSLIEFERUNG DURCH S. HIRZEL VERLAG IN LEIPZIG

Behandlungsvorschrift

Die Reichsberichte sind nur für den Dienstgebrauch des Empfängers bestimmt. Weiterleitung an Persönlichkeiten außerhalb des Dienstbereichs und Verwendung zu Veröffentlichungen ist ausgeschlossen.

Die Reichsberichte sind unter gesichertem Verschluß zu halten.

REICHSBERICHTE FÜR PHYSIK

Nr. 5 1. Jahrgang

ABHANDLUNGEN

Ein neues photometrisches Umformgerät[1])

Von Fritz Wecker

Zusammenfassung

Die gebräuchlichen registrierenden Photometer zeichnen im allgemeinen nicht „Schwärzungen" $\left(S = \log \frac{I_0}{I_d}\right)$ auf, sondern „Undurchlässigkeiten" $\left(U = 1 - \frac{I_d}{I_0}\right)$; zwischen den Ordinatenwerten der Registrierkurven und den zugehörigen Schwärzungen bzw. den gesuchten Strahlungsintensitäten besteht kein linearer Zusammenhang. Es wird eine Anordnung beschrieben, welche durch Verwendung zweier Photoelemente und zweier Galvanometer die unmittelbare Registrierung der gesuchten Größen gestattet.

Dazu wird der Photostrom der ersten Zelle, welcher der Transparenz des Photogramms entspricht, nicht direkt registriert, sondern einem zwischengeschalteten Spiegelgalvanometer zugeführt; dessen Spiegeldrehungen steuern einen konstanten Lichtstrom über eine der Eichkurve der photographischen Schicht angepaßte Schablone, welche einen der gesuchten Größe proportionalen Teil desselben auf das zweite Photoelement gelangen läßt. Der Photostrom dieser zweiten Zelle wird nun registriert.

So wird jede Umrechnung und besonders das zeitraubende punktweise Umzeichnen der Registrierungen erspart, welches erforderlich wäre, wenn z. B. die Intensitätsverteilung einer Strahlung über die Breite einer Linie (Halbwertsbreite) gesucht wird, oder wenn integriert werden soll.

A. Einleitung

Es soll im folgenden ein neues Verfahren angegeben werden, welches gestattet, photographische Schwärzungen und die Licht- bzw. Röntgenintensitäten, welche die Schwärzungen verursachten, aus den photoelektrisch meßbaren Durchlässigkeiten der Photogramme unmittelbar zu gewinnen, ohne daß an den gemessenen Werten die sonst erforderlichen Umrechnungen vorgenommen werden müssen.

Im Verlauf der am hiesigen Institut in Arbeit befindlichen Untersuchungen auf dem Gebiet der Phosphoreszenz erwies sich eine quantitative Auswertung von Röntgendiagrammen als notwendig. Insbesondere sollten die Intensitäten zahlreicher Linien in Pulverdiagrammen auf photographischem Wege mit möglichst großer Genauigkeit gemessen werden. Da in verschiedenen Fällen eine Linienverbreiterung festgestellt werden konnte, war es von vornherein ausgeschlossen, etwa aus den Spitzen der Photometerkurven die Intensitäten zu bestimmen; vielmehr muß bekanntlich in all diesen Fällen die integrale Intensität über die ganze Breite der Linie ermittelt werden. Hierbei treten die bei allen Intensitätsbestimmungen aus photographischen Schwärzungen unvermeidlichen Schwierigkeiten auf.

Bezeichnen wir die auf eine geschwärzte Stelle des Films im Photometer auftreffende Lichtintensität mit I_0, die an dieser Stelle durchgelassene Intensität mit I_d, so zeichnet ein normales, proportional arbeitendes Photometer die Transparenz oder Durchlässigkeit $T = \frac{I_d}{I_0}$ für jede betrachtete Stelle des Films auf; bzw. wenn man, wie üblich, die Kurven so legt, daß die geringen Durchlässigkeiten nach oben kommen, wird die „Undurchlässigkeit" $U = 1 - T$ aufgezeichnet. Diese Undurchlässigkeit ist jedoch bekanntlich nicht proportional der Strahlungsintensität, durch welche sie erzeugt wurde. Glücklicherweise besteht im Gebiet der gebräuchlichen Röntgenstrahlung immerhin Proportionalität zwischen der Schwärzung $S = \log \frac{I_0}{I_d} = \log \frac{1}{T} = \log O$ $\left(\text{wenn } O = \frac{1}{T} = \frac{I_0}{I_d}\right.$ die „Opazität" ist$\left.\right)$, und dem Produkt $J_R \cdot t$, wobei J_R die Intensität der schwärzenden Röntgenstrahlung, t deren Einwirkungsdauer bedeuten. Der Schwarzschild-Exponent weicht, jedenfalls innerhalb der durch die Versuchsausführung sowieso gegebenen Grenzen, nur so wenig von 1 ab, daß er unberücksichtigt bleiben kann. Für die Auswertung wäre also ein Photometer, welches den Logarithmus der Opazität registrierte (bzw. entsprechend der Eichung des photographischen Materials Werte, welche proportional $J_R \cdot t$ sind), am günstigsten. Dann könnten die Flächen unter den Photometer-

[1]) DRP. angemeldet am 22. September 1943.

kurven zur Gewinnung der integralen Intensitäten unmittelbar planimetriert werden; ebenso können die „wahren" Halbwertsbreiten der Linien gefunden werden, welche natürlich auch allein aus intensitätsproportionalen Registrierungen richtig bestimmt werden können; dies ist für röntgenographische Teilchengrößenbestimmungen wichtig. Da die punktweise Umzeichnung von Photometerkurven, besonders wegen der damit verbundenen Rechenarbeit, äußerst mühsam und zeitraubend ist, wurden hierfür schon Hilfsgeräte entwickelt, z. B. das Gerät der Firma P. J. Kipp & Zonen, Delft, welches die Durchlässigkeitswerte mittels Folgezeigers und drehbaren Spiegels auf die Eichkurve des betreffenden photographischen Materials projiziert, so daß die gesuchten Intensitätswerte unmittelbar abgelesen werden können. Bei dem bekannten Registriermikrophotometer der Firma Carl Zeiss, Jena, kann zur direkten Registrierung von Schwärzungen das nichtlineare Arbeitsgebiet des elektrischen Meßinstruments benutzt werden, eine genaue Angleichung der Kurve ist jedoch nicht möglich. Zu einem eleganten, leider nur sehr beschränkt anwendbaren Verfahren benutzt Brentano (1) die Tatsache, daß bei sehr geringen Schwärzungen die Lichtstreuung in der photographischen Schicht ein proportionales Maß für die Röntgenintensität liefert. Zwei weitere, indirekte Verfahren sind hier zu nennen: Robinson (2) benutzt ein Bichromat-Gelatineverfahren und mißt die Dicke der erhaltenen Membranen durch ihr Absorptionsvermögen für α-Strahlen, und Dawton (3) erreicht durch geeignetes Umkopieren auf Positivfilm vor der Photometrierung einigermaßen intensitätsproportionale Registrierungen; diese phototechnischen Verfahren bringen jedoch naturgemäß jeweils zusätzliche Unsicherheitsfaktoren herein, welche zum Teil die sonstigen Meßungenauigkeiten weit übersteigen. In neuester Zeit beschreiben Robertson und Dawton (4) ein Photometer, welches direkt integrale Intensitäten von Interferenzlinien anzeigt; die Umformung wird hier über einen nichtlinear arbeitenden Röhrenverstärker zustande gebracht, während zwecks Bildung des Integralwertes die Linie mit hoher Frequenz in ihrer ganzen Breite von einem feinen Lichtstrahl abgetastet wird, etwa wie in gewissen Fernsehgeräten oder Bildtelegraphen. Die Genauigkeit soll bei mittleren Schwärzungen gut sein (Fehler $\leqq 6\,\%$), das Instrument ist hauptsächlich für rasche Messungen geeignet, während die Behandlung und richtige Einstellung des Verstärkers nicht ganz einfach sein dürften.

Da wir die Auswertung der Filme mit Hilfe eines selbst zusammengestellten registrierenden Mikrophotometers (5) besorgen, wurde ein einfaches, zwischenschaltbares „Umformgerät" entwickelt, welches unter Zugrundelegung einer beliebigen Eichkurve für das verwendete photographische Material direkt und ohne Zeitverlust intensitätsproportionale Registrierungen liefert.

B. Das Gerät

Das bisher hier benutzte Registrierphotometer besteht im wesentlichen (vgl. die Skizze Fig. 1)

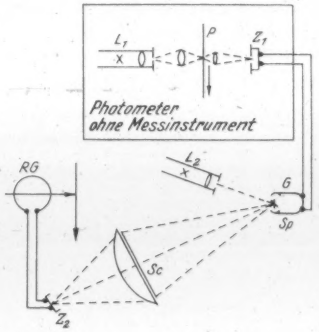


Fig. 1. Schematische Skizze eines Photometers mit Umformgerät (ohne die Widerstände zur Einregulierung der Lampen und der Galvanometer).

L_1 = Photometerlampe
P = Photogramm
Z_1 = Photoelement
} des üblichen Photometers.

RG = Registrierendes Galvanometer.

L_2 = Beleuchtungslampe zur Erzeugung des Lichtstreifens
Z_2 = Photoelement
G = Schnellschwingendes Galvanometer
Sp = Galvanometerspiegel
Sc = Schablone
} neu.

------ = Begrenzungsstrahlen der Lichtbündel.

aus einem Langeschen Multiflex-Galvanometer mit Registriereinrichtung *RG*, der zu photometrierende Film *P* wird von einer konstant brennenden Glühlampe L_1 durchstrahlt und auf einen Spalt abgebildet, hinter welchem sich ein Selenphotoelement Z_1 befindet, dessen Ströme vom Multiflexgalvanometer registriert werden. Der Transport des Films und die Bewegung der Registriertrommel werden durch je einen Synchronmotor bewirkt, so daß guter Gleichlauf gewährleistet ist. Bei Verwendung eines guten Photoelements geringer Trägheit und bei richtig angepaßtem Widerstand des Meßinstruments arbeitet diese Anordnung intensitätsproportional in bezug auf das vom Film durchgelassene Licht, es werden also Undurchlässigkeiten registriert. Die angestrebte Umformung in

Schwärzungswerte wird nun dadurch erzielt, daß die von Z_1 gelieferten Ströme nicht unmittelbar registriert werden, sondern einem zweiten Spiegelgalvanometer G zugeführt werden; die Ausschläge dieses zweiten Galvanometers steuern einen Lichtzeiger über eine Schablone Sc, welche nur einen solchen Bruchteil des gesamten Lichtstromes des Lichtzeigers freigibt, daß dieser der Schwärzung proportional ist, welche der betrachteten Undurchlässigkeit entspricht. Dieser „gesteuerte" Lichtstrom wird einem zweiten Photoelement Z_2 zugeführt, und der dort erzeugte, dem Lichtstrom proportionale elektrische Strom nun vom Registriergalvanometer RG registriert.

Konstruktiv ist die Verwirklichung dieses Prinzips auf verschiedene Arten möglich. Für den zu steuernden Lichtstrahl wird man zweckmäßig die Form eines schmalen Streifens wählen und die Steuerung der Intensität durch Veränderung der Höhe vornehmen; dadurch erhält man gut definierte Werte. Weiterhin muß der Lichtstrahl, nachdem seine Intensität durch die Schablone geregelt ist, möglichst wieder so auf die Zelle Z_2 abgebildet werden, daß die üblichen Zellendimensionen benutzbar bleiben; wünschenswert ist dabei, daß immer dieselbe Stelle der Zelle vom Licht getroffen wird, während der Lichtstrahl auf der Schablone seinen Ort ändert. Man wird so unabhängig von einer etwaigen unterschiedlichen Empfindlichkeit der Zelle an verschiedenen Stellen, wenn auch die Untersuchungen von Becker (6) gezeigt haben, daß im allgemeinen gute Konstanz der Empfindlichkeit über die ganze Oberfläche der Zelle angenommen werden kann. Sieht man weiterhin wegen der Schwierigkeit der Herstellung von der Möglichkeit ab, die Intensitätssteuerung des Lichtstrahls dadurch zu bewirken, daß in den Strahlengang ein entsprechender „Keil" eingeschaltet wird (der also der Eichkurve des photographischen Materials entsprechen müßte), so zeigen sich im wesentlichen zwei Möglichkeiten für den Aufbau:

1. Die Schablone Sc befindet sich an der ebenen Vorderseite einer plankonvexen Linse (einfacher Kondensor), vgl. Fig. 1; Drehachse des Spiegels Sp und Ebene der Zelle Z_2 befinden sich in Gegenstands- bzw. Bildebene der Linse. Dann trifft der Lichtstrahl immer dieselbe Stelle der Zelle, dagegen macht unter Umständen die längs der Schablone stark wechselnde Glasdicke wegen verschieden starker Absorption eine Korrektur notwendig. Da die Schablone im Hinblick auf die anzustrebende Genauigkeit und leichter Herstellbarkeit nicht zu klein sein sollte (Länge etwa 10 cm, größte nutzbare Höhe etwa 2 cm), wird eine Linse von etwa 12 cm Durchmesser benötigt. Außerdem muß der Abstand zwischen Linse und Galvanometerspiegel Sp so groß sein, daß innerhalb der angestrebten Meßgenauigkeit im benutzten Winkelbereich der Spiegeldrehung statt des Bogens der Tangens genommen werden darf; andernfalls würde die Berechnung der Schablone erschwert, da keine Proportionalität mehr bestünde zwischen dem von der Zelle Z_1 gelieferten Strom und dem Ausschlag des Lichtstrahls auf der Schablone.
2. Den von uns benutzten Aufbau unter Verwendung eines zylindrischen Spiegelsegmentes zeigt Fig. 2: Drehachse des Galvanometerspiegels Sp und Ebene der Zelle Z_2 befinden sich in der Achse des Zylinderspiegels Zy, die Schablone ist unmittelbar auf Zy befestigt. Wieder fällt bei einer Drehung von Sp der Lichtstrahl immer auf dieselbe Stelle von Z_2, dagegen sind für den Abstand zwischen Sp und Zy, und damit für den Radius von Zy, jetzt nur noch äußerer Aufbau und Empfindlichkeit des Galvanometers G maßgebend, durch die Spiegelung wird zudem ein sehr gedrängter Aufbau ermöglicht. Vor Z_2 befindet sich eine Zylinderlinse, welche die Höhe des auf die Zelle fallenden Lichtstreifens verringert. Gleichmäßiges Reflexionsvermögen des Spiegels Zy vorausgesetzt, erweist sich die nicht vollständige Reflexionsfreiheit der mattschwarzen Schablone als die einzige Fehlerquelle. Da es sich hierbei jedoch hauptsächlich um diffuse Streuung handelt, bleibt der Fehler genügend klein. Im Gebiet ge-

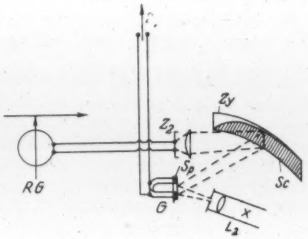


Fig. 2. Umformgerät mit Zylinderspiegel.
G = Schnellschwingendes Galvanometer.
RG = Registrierendes Galvanometer.
Zy = Zylinderspiegel mit davorliegender Schablone Sc.
Sc = Schablone.
L_2 = Beleuchtungslampe zur Erzeugung des Lichtstreifens.
Sp = Galvanometerspiegel.
Z_2 = Photoelement des Umformgeräts.

ringer Schwärzungen bewirkt er lediglich eine kleine Verschiebung des Nullpunktes am registrierenden Galvanometer *RG*, was bei der Einstellung des Registrierbereiches sowieso berücksichtigt wird, im Gebiet großer Schwärzungen werden die Ausschläge an *RG* etwas zu klein; falls erforderlich, kann dieser Fehler durch eine kleine Änderung der Schablonenkurve behoben werden.

Das Galvanometer *G* soll eine möglichst kleine Einstelldauer besitzen; zweckmäßigerweise wäre der normale Galvanometerspiegel durch einen schmalen Spiegelstreifen zu ersetzen, welcher die volle Höhe des zu steuernden Lichtstreifens und damit auch der Schablone besitzt. Das Gewicht des Spiegels wird dadurch nicht größer, sein Trägheitsmoment aber sehr klein. Es könnte dann mit parallelem Licht gearbeitet werden, welches, von der konstant brennenden Lampe L_2 kommend, durch eine Linse parallel gemacht und durch einen entsprechenden Spalt ausgeblendet werden kann. In diesem Falle wären L_2, Sp, Zy und Z_2 am besten in gleicher Höhe aufzustellen (nicht wie in Fig. 2 in verschiedenen Höhen) und das dann als schmaler Streifen ausgebildete Photoelement Z_2 direkt neben dem Spiegelstreifen Sp anzubringen; eine Zylinderlinse vor Z_2 wäre dann überflüssig, Sp und Z_2 wären etwas nach beiden Seiten von der Achse des Zylinders Zy zu entfernen.

Bei der Ausführung gemäß Fig. 2 wurde berücksichtigt, daß Abänderungen an Galvanometern und Sonderanfertigung von Zellen zur Zeit nicht möglich sind. Da die Spiegel der gebräuchlichen Galvanometer meist so tief hinter den Fenstern im Turm liegen, daß nur über einen kleinen Winkelbereich die Reflexion am Spiegel ohne Lichtverlust durch Ausblendung am Fenster möglich ist, sind L_2 und Z_2 über bzw. unter Zy angeordnet, ebenso ist wegen des kleinen Spiegeldurchmessers der schnellschwingenden Galvanometer divergentes Licht verwandt. In diesem Falle muß natürlich ein Spalt oder der Faden von L_2 auf der Schablone *Sc* scharf abgebildet werden.

Die Schablone *Sc*, welche nun die eigentliche Umformung von Durchlässigkeitswerten in schwärzungsproportionale (und damit für Röntgenstrahlen in intensitätsproportionale) Werte bewirken soll, ist gemäß der Definition $S = \log \frac{1}{T}$ von der Kurve $y = \log \frac{1}{x}$ begrenzt, wobei x die Werte zwischen 0,001 und 1 durchläuft, und also y Werte von 3 bis 0 annimmt. Dem Intervall $0 \leqq x \leqq 1$ entsprechen 20 cm auf der Abszisse, während für $3 \geqq y \geqq 0$ 6 cm Ordinatenhöhe vorgesehen sind. Schablone und Lichtstreifen werden nun so eingestellt, daß der Lichtstreifen bei voller Undurchlässigkeit des Films auf die Stelle $x = 0$ der Abszisse fällt (vgl. Fig. 3). Bei solchem

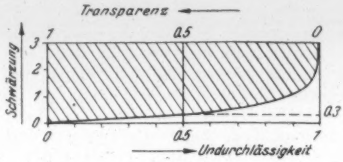


Fig. 3. Schablone; für die Transparenz $T = 0{,}5$ ergibt sich eine Schwärzung $S = \log \frac{1}{0{,}5} = 0{,}3$.

Maßstab für die Schablone können, wie man sieht, nur Schwärzungen $S \leqq 3$, entsprechend einer Durchlässigkeit bis 0,1 Proz. gemessen werden, da $\log \frac{1}{0{,}001} = 3$ ist, und hierfür die ganze Höhe der Schablone von 6 cm ausgenutzt wird; tatsächlich wird der Meßbereich sogar nur bis etwa $S = 2{,}5$ reichen. Dies ist jedoch kaum je von Nachteil, da größere Schwärzungen sowieso schlecht meßbar sind und auch wegen des Flachwerdens der Gradationskurven Schwärzungen über 1,5 zu quantitativen Messungen kaum je benutzt werden; für spezielle Zwecke können natürlich auch Schablonen mit kleineren oder größeren Meßbereichen hergestellt werden, die Meßgenauigkeit ändert sich dann entsprechend. Die der vollen Undurchlässigkeit des Photogramms entsprechende Schwärzung $S = \infty$ kann ja sowieso in keinem Maßstab proportional abgebildet werden.

C. Einstellung und Arbeitsweise des Geräts

Helligkeit der Photometerlampe L_1 und Empfindlichkeit des Galvanometers *G* werden durch geeignete Widerstände so einreguliert, daß bei vollständiger Durchlässigkeit des Photogramms ($S = 0$) der schmale Lichtstreifen auf die Stelle $x = 1$ der Schablone *Sc* fällt; bei voller Undurchlässigkeit des Photogramms ($S = \infty$), Stromlosigkeit des Galvanometers *G*, muß, wie schon bemerkt, der Lichtstreifen auf die Stelle $x = 0$ der Schablone fallen. Dann werden Helligkeit von L_2 und Empfindlichkeit von *RG* so eingestellt, daß an *RG* passende Ausschläge erhalten werden (hierdurch wird also nur der Maßstab der Registrierungen bestimmt).

Befindet sich nun eine Stelle des Photogramms mit z. B. 50 Proz. Durchlässigkeit in Messung, entsprechend einer Schwärzung

$S = \log \frac{1}{0{,}5} = 0{,}3$, so rückt der schmale Lichtstreifen auf die Abszisse 0,5, d. h. in 10 cm Entfernung vom Anfang der Schablone. Die Höhe des an Zy zur Reflexion gelangenden Teiles des Lichtstreifens ist dann 6 mm, und da der volle Lichtstreifen 6 cm Höhe hat, erhält das Photoelement Z_2 nur 10 Proz. des vollen Lichtstroms. Die proportional arbeitende Kombination von Z_2 und RG liefert demnach an RG einen Ausschlag von 10 Proz. des Vollausschlags. Dieser Ausschlag von 10 Proz. ist der Schwärzung $S = 0{,}3$ proportional, da ja der Vollausschlag der Schwärzung $S = 3$ entspricht (gemäß Herstellung der Schablone und Einstellung des Instruments). Auf diese Weise werden im ganzen Gebiet der Schwärzungen von 0 bis etwa 2,5 (entsprechend einem Durchlässigkeitsintervall von 100 bis 0,3 Proz.) die Schwärzungen in linearem Maßstab registriert, d. h. also unter Berücksichtigung der Proportionalität von Schwärzung und schwärzender Röntgenstrahlintensität Ausschläge registriert, welche proportional den gesuchten Röntgenintensitäten sind. Ebenso kann, solange der Schwarzschild-Exponent keine Rolle spielt, nach vorhergehender Bestimmung der Schablonenform durch Eichaufnahmen, für andere Strahlungen verfahren werden.

Eine ausgleichende Wirkung auf kleine Spannungsschwankungen der Stromquelle, aus der L_1 und L_2 gespeist werden, kommt folgendermaßen zustande: Sinkt die Spannung, so wird die von L_1 ausgestrahlte Lichtintensität kleiner, Z_1 liefert einen kleineren Strom, genau so, als ob das Photogramm an der in Messung befindlichen Stelle eine größere Schwärzung hätte, als es tatsächlich besitzt. Der Lichtstreifen bewegt sich also zu kleineren x-Werten auf der Schablone hin, entsprechend einer größeren Schwärzung, somit zu einer Stelle, welche einen größeren Bruchteil des Lichtes an Zy zur Reflexion gelangen läßt. Dadurch würde mehr Licht auf Z_2 fallen, und RG einen größeren Ausschlag, d. h. größere Schwärzung anzeigen, als richtig ist. Da aber nun L_2 von der gleichen Spannungsquelle gespeist werden soll, welche den Strom für L_1 liefert, geht auch die von L_2 über Sp, Sc, Zy auf Z_2 gelangende Lichtintensität zurück, d. h. der Ausschlag an RG wird dadurch wieder verringert. Entsprechendes gilt für steigende Spannung: der durch die Helligkeitsschwankungen von L_1 entstehende Fehler wird durch die gleichsinnige Schwankung von L_2 sogleich wieder (wenigstens in erster Näherung) verbessert.

Proportionales Arbeiten sämtlicher Zwischenglieder ist an sich nicht unbedingt erforderlich, es erleichtert aber sehr die Herstellung der Schablone sowie die Beschreibung der Wirkungsweise des Geräts. An Stelle von Selenphotoelementen können auch beliebige andere lichtempfindliche Zellen, welche zusammen mit Galvanometern benutzt werden können, verwandt werden, z. B. Alkalizellen mit Verstärkern oder Thermoelemente.

Das hier verwendete Gerät kann in einem Gehäuse $30 \times 20 \times 20$ cm³ untergebracht wer-

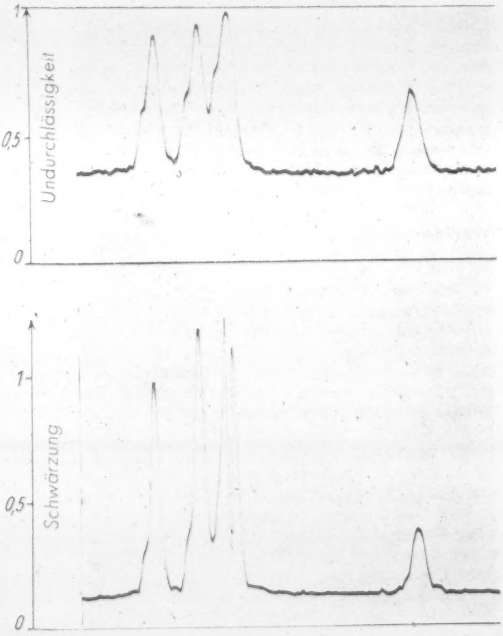


Fig. 4. Registrierung aus einem Röntgenfilm: Oben: Undurchlässigkeitswerte (gewöhnliches Photometer). Unten: Schwärzungen, mittels des Umformgeräts aufgenommen. Die Schwärzung der intensivsten Linie überschritt den Meßbereich der Schablone ($S = 0$ bis $S = 1{,}5$); der glattere Untergrund ist durch die etwas zu große Einstellzeit des benutzten Galvanometers vorgetäuscht.

den und ist nach Anschluß an die Beleuchtungsbatterie (mit Ladegerät in Pufferungsschaltung) und Zwischenschaltung zwischen die Zelle Z_1 und das Registriergalvanometer *RG* betriebsbereit. Es handelt sich also tatsächlich um ein leicht zu bedienendes, lediglich in den Stromkreis des Registrierphotometers einzuschaltendes Umformgerät. Fig. 4 zeigt untereinander je eine Registrierung von Undurchlässigkeiten und Schwärzungen, aufgenommen von derselben Stelle eines Röntgenfilms ohne und mit Umformgerät. Die Unterschiede, besonders die kleine Schwärzung des Untergrundes, der steile Anstieg und die hohen Spitzen bei größeren Schwärzungen treten auf den umgeformten Kurven gegenüber den Undurchlässigkeitskurven deutlich in Erscheinung.

Die erreichbare Genauigkeit ist bei kleinen Schwärzungen im wesentlichen durch die Genauigkeit der Schablone und etwaige zufällige Störungen im Strahlengang, wie Staubteilchen usw., gegeben, während bei großen Schwärzungen die endliche Breite des möglichst schmal zu wählenden Lichtstreifens die Genauigkeit beschränkt. Insgesamt dürfte es nicht schwer fallen, die bei einer derartigen Umformung auftretenden Fehler so klein zu halten, daß sie gegenüber den beim photographischen Verfahren ohnehin auftretenden Ungenauigkeiten keine Rolle spielen. Bei dem hier verwendeten Gerät konnte bis jetzt im Gebiet mittlerer Schwärzungen der Unterschied zwischen den Werten, welche durch Umrechnung aus den Undurchlässigkeiten gewonnen wurden, und den mit Hilfe des Geräts direkt erhaltenen bis auf etwa 2,5 Proz. des mittleren Wertes herabgesetzt werden; dies ist wohl für fast alle Zwecke ausreichend.

Das im vorstehenden beschriebene neue photometrische Umformgerät dürfte, wie ich aus Diskussionen im Röntgenseminar der Herren Prof. Dr. R. Brill und Doz. Dr. W. Borchert entnehmen konnte, als ein allgemein für röntgenologische Zwecke die Auswertung photographischer Aufnahmen wesentlich erleichterndes Hilfsmittel von Vorteil sein. Es wurde im Philipp-Lenard-Institut der Universität Heidelberg erprobt und in Betrieb genommen.

Herrn Prof. Dr. A. Becker, dem Direktor des Instituts, danke ich herzlich für die mir zuteil gewordene Förderung und für die zur Verfügung gestellten Apparate und Hilfsmittel. Ebenso danke ich meinem Vater für die zur Verfügung gestellten Instrumente.

Literaturverzeichnis

1) J. Brentano, Zeitschr. f. Phys. **70**, 74, 1931.
2) B. W. Robinson, Proc. Roy. Soc. (A) **130**, 120, 1930.
3) R. H. V. M. Dawton, Proc. Phys. Soc. **50**, 919, 1935.
4) J. M. Robertson und R. H. V. Dawton, Brit. Journ. Photography **89**, 304, 1942.
5) F. Wecker, Ann. d. Phys. (5) **42**, 561, 1943.
6) A. Becker, Zeitschr. f. Phys. **112**, 637, 1939.

Heidelberg, Philipp-Lenard-Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Juli 1944)

Edelgasbögen

Von P. Schulz

(Mit Tafel VIII)

Zusammenfassung

Elektrische Entladungen in Neon, Argon, Krypton und Xenon wurden bei Drucken bis zu 36 at und Stromstärken bis 30 Amp. untersucht. Während zwischen zwei spitzen, massiven Wolframelektroden ein schmaler Bogen mit zwei hellen Brennflecken brennt, der als „elektrodenstabilisierter" Bogen zu bezeichnen ist, erscheint zwischen einer spitzen Wolframvollelektrode und einer Wendelelektrode als Kathode ein relativ breiter Bogen, dessen Form wesentlich durch die Konvektion bestimmt wird und der als Flammenbogen bezeichnet werden kann. Letzterer ist den weiteren systematischen Untersuchungen, die sich besonders mit den Entladungen in Krypton und Xenon befassen, zugrunde gelegt. Der Bogenquerschnitt nimmt fast proportional der Stromstärke zu, so daß sich Temperatur und Elektronendichte nur wenig mit der Stromstärke erhöhen. Der Gradient ist sehr gering. Nach einem relativ steilen Abfall bei geringen Stromstärken erreicht er ein flaches Minimum und steigt danach nur schwach mit der Stromstärke an. Der geringe Gradient wird auf eine verhältnismäßig hohe Elektronendichte sowie vor allem auf eine hohe Elektronenbeweglichkeit zurückgeführt. Letztere ist sehr hoch, da man sich bei den im Bogen herrschenden Temperaturen von 8000 bis 10000° entsprechend einer mittleren Elektronengeschwindigkeit von rund 1 eV gerade im Minimum der Ramsauer-Querschnitte für Elektronen gegen Edelgase befindet. Neben einer vorwiegend linienhaften Emission im Roten bzw. nahen Ultraroten tritt ein intensives Kontinuum, das sich besonders über das Sichtbare und Ultraviolette erstreckt, in Erscheinung. Die sichtbare Strahlung wird im wesentlichen durch das Kontinuum bestimmt. Sie wächst rasch mit der Stromstärke an und ist darstellbar durch $L \sim J^n$, wobei für Neon $n = 2{,}35$, für Argon $n = 1{,}7$, für Krypton schwach druckabhängig $n = 1{,}6 - 1{,}8$ und Xenon gleichfalls schwach druckabhängig $n = 1{,}5 - 1{,}7$ ist. Ähnlich ist die Stromstärkeabhängigkeit des Kontinuums im Ultravioletten. Die linienhafte Ausstrahlung wächst dagegen nur etwa proportional der Stromstärke an. Die kontinuierliche Strahlung wird zurückgeführt auf Übergänge zwischen den diskreten Niveaus und den kontinuierlichen Zuständen oberhalb der Ionisierungsgrenze (Frei-gebunden-Strahlung) bzw. auf Übergänge innerhalb des Bereiches oberhalb der Ionisierungsgrenze (Frei-frei-Strahlung). Sie ist darstellbar durch $S \sim N e^{-\frac{eV}{kT}}$, wobei V gleich der effektiven Ionisierungsspannung V_i zu setzen ist. Die effektive Ionisierungsspannung ist gegenüber der der freien Atome infolge Verschmierung der dicht gelagerten oberen Terme durch Elektronenstoßverbreiterung herabgesetzt. Die linienhafte Ausstrahlung ist durch eine ganz ähnliche Beziehung angebbar, nur daß für V die Anregungsspannung der Linien eingesetzt werden muß. Die relativ hohe Intensität des Kontinuums beruht darauf, daß der Unterschied zwischen V_i und V_a bei den Edelgasen geringer ist als bei den anderen Gasen, insbesondere beim Quecksilber. Das Kontinuum wächst sehr viel steiler mit der Stromstärke an als die Linienstrahlung, weil 1) $V_i > V_a$ ist. Dieser Anteil ist gering, da der Unterschied zwischen V_i und V_a bei den Edelgasen nur klein ist; 2) die effektive Ionisierungsspannung infolge der mit der Stromstärke zunehmenden Verschmierung der oberen Terme abnimmt. Da V_i exponentiell eingeht, macht dieser Anteil sehr viel aus.

In elektrischen Entladungen durch Gase bei hohen Drucken werden die in der Niederdruckentladung vorwiegend ausgestrahlten Resonanzlinien durch Absorption zurückgehalten und erscheinen nicht im Spektrum der ausgesandten Linien. Dafür treten Linien, die durch Kombination zwischen den Termen oberhalb des Grundzustandes entstehen, mit großer Intensität auf. Von diesen zeigen die Übergänge zwischen den tieferen Termen eine vergleichsweise hohe Strahlstärke, während die Linien, die von höheren Niveaus ausgehen, entsprechend der mit der Termhöhe abnehmenden Besetzungszahl, geringere Intensität aufweisen. In der Quecksilberhochdruckentladung liegen die stärksten Linien im Sichtbaren. In der Neon- und Argonentladung treten vor allem Linien im längerwelligen Teil des Spektrums auf. Letztere sind auf Übergänge zwischen der am tiefsten über dem Grundzustand liegenden Gruppe aus 4 Termen, welche nach Paschen $2s_2$, $2s_3$, $2s_4$, $2s_5$ bezeichnet werden, und der darüber folgenden Gruppe aus 10 Termen, nach Paschen $2p_1$, $2p_2 \ldots 2p_{10}$ bezeichnet, zurückzuführen. Die diesen Kombinationen entsprechenden Linien liegen bei Neon im Roten, bei Argon an der Grenze zum Ultraroten. Ihre Wellenlänge verlagert sich bei den Edelgasen mit zunehmendem Atomgewicht nach größeren Werten, so daß in der Kryptonhochdruckentladung ein intensives Linienspektrum im nahen Ultraroten, in der Xenonhochdruckentladung im etwas weiteren Ultraroten zu erwarten ist.

Neben der linienhaften Strahlung tritt in den Hochdruckentladungen ein weite Spektralbereiche überstreichendes Kontinuum auf. In Entladungen durch Neon und Argon hat sich dieses im Verhältnis zum Linienspektrum als sehr intensiv erwiesen[1]), so daß z. B. die Lichtausbeute im Sichtbaren zu einem wesentlichen Teil durch die kontinuierliche Strahlung bestimmt wird. Die relativ hohe Intensität der kontinuierlichen Strahlung im Neon- bzw. Argonbogen wurde in einer kürzlich erschienenen —

1) P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. im Erscheinen.

Arbeit[1]) auf eine Besonderheit im Bau der Edelgasatome zurückgeführt. Während bei den meisten Gasen, wie z. B. dem Queckilber, diskrete Niveaus weit unterhalb der Ionisierungsgrenze liegen, und dementsprechend die Anregungsspannungen V_a der Linien beträchtlich kleiner sind als die Ionisierungsspannung V_i, sind bei den Edelgasen die diskreten Niveaus dicht unterhalb der Ionisierungsgrenze zusammengedrängt. Da das Verhältnis von kontinuierlicher zu linienhafter Strahlung im wesentlichen durch das Verhältnis $e^{-\frac{eV_i}{kT}} : e^{-\frac{eV_a}{kT}}$ gegeben ist, wird daher die kontinuierliche Strahlung in Edelgashochdruckentladungen relativ stark auftreten.

Im folgenden sollen die Untersuchungen auf Entladungen in Krypton und Xenon ausgedehnt werden. Es ist dabei von vornherein zu erwarten, daß die Strahlung neben einem intensiven Linienspektrum im Ultraroten ein Kontinuum aufweist, das besonders im Sichtbaren und Ultravioletten in Erscheinung tritt.

Die Untersuchungen wurden in Entladungsröhren aus Quarz vorgenommen. Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei den Entladungen in Neon und Argon. Als Anoden dienten spitze gesinterte Wolframkörper. Als Kathoden wurden teils zugespitzte gesinterte Wolframkörper, teils Wendelelektroden verwandt.

Die Formgebung der Elektroden bestimmt weitgehend den Entladungstyp. Zwischen zwei spitzen massiven Elektroden brennt ein stark eingeschnürter Bogen sehr hoher Leuchtdichte. An beiden Elektroden sind helle Brennflecke zu beobachten. Fig. 1 gibt diesen Bogen wieder. Er ist dem elektrodenstabilisierten Entladungstyp[2]) zuzuordnen. Doch ist die Stabilisierung nur schwach. Beim Schiefstellen der Entladungsröhre wird die Konvektion derart wirksam, daß der Bogen mit dem Konvektionsstrom nach oben getrieben wird und zwei helle leuchtende Fackeln zeigt.

Der „elektrodenstabilisierte" Bogen zwischen zwei spitzen Wolframvollelektroden brennt in Krypton und Xenon recht unstabil. Er zeigt Neigung zu starken Schwankungen. Der Kathodenansatzpunkt tanzt oft auf der Kathode hin und her. Es ist deshalb eine Entladung zwischen einer massiven Anode und einer Wendelelektrode den systematischen Untersuchungen zugrunde gelegt worden. Durch entsprechende Formgebung der Wendelelektrode ist in den schweren Edelgasen ein ruhiges Brennen des Bogens zu erzielen. Fig. 2 zeigt eine Aufnahme dieses Bogens. Er ist verhältnismäßig breit. Die Leuchtdichte ist dementsprechend etwas geringer als beim elektrodenstabilisierten Typ. Die Stabilisierung erfolgt hier offensichtlich durch den nach oben gerichteten Konvektionsstrom.

Die Bogenbreite ist im Gegensatz zum elektrodenstabilisierten Hg-Bogen[3]) von der Stromstärke abhängig. Wie früher beim Neon- bzw. Argonbogen wurde als Bogenbreite die Halbwertsbreite genommen. Sie ist in der Kryptonbzw. Xenonentladung in roher Näherung proportional der Wurzel aus der Stromstärke. Als Beispiel sind in Fig. 3 die Messungen in Krypton

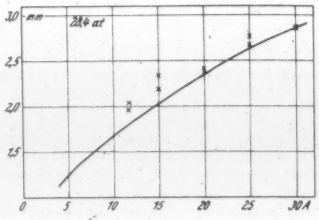


Fig. 3. Halbwertsbreite des Bogens in Krypton bei 28,4 at in Abhängigkeit von der Stromstärke (ausgezogene Kurve $b \sim I^{1/2}$).

bei 28,4 Atm. wiedergegeben. Es treten jedoch bei allen Messungen systematische Abweichungen in dem Sinne auf, daß der tatsächliche Anstieg langsamer erfolgt.

Die Charakteristik zeigt den bei Neon und Argon und schon früher bei Quecksilber gefundenen Verlauf. Nach einem verhältnismäßig steilen Abfall erreicht die Brennspannung ein Minimum und steigt danach langsam mit der Stromstärke an. Auffallend ist bei den Edelgasbogen der sehr geringe Gradient der Säule. Im Brennspannungsminimum beträgt er z. B. für die Kryptonsäule bei 35,8 at 29,2 Volt/cm und für die Xenonsäule bei 36,8 at 32 Volt/cm. Das ist etwa ein Fünftel des Wertes im Hg-Bogen unter ähnlichen Verhältnissen.

Der niedrige Gradient ist unter Heranziehung der Leitfähigkeitsgleichung

$$I = \pi \Re^2 n_e b_e e G$$

(I Stromstärke, $\Re$ Bogenradius, n_e Anzahl der Elektronen im cm³, b_e Elektronenbeweglichkeit, G Gradient) leicht zu erklären. Einmal ist die Elektronendichte, wie sich später ergeben wird,

2) Vgl. hierzu die verschiedenen Entladungsformen der Quecksilberbögen: R. Rompe, W. Thouret, W. Weizel, Zeitschr. f. Phys. **122**, 1, 1944; W. Weizel, Zeitschr. techn. Phys. **24**, 90, 1943.

3) R. Rompe und P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **112**, 691, 1939.

relativ hoch, zum andern ist die Elektronenbeweglichkeit sehr groß. Man befindet sich nämlich bei den im Bogen herrschenden Temperaturen von etwa 8000° bis 10000°, entsprechend einer Elektronengeschwindigkeit von rund 1 eV, gerade im Minimum der Ramsauer-Querschnitte für Edelgase gegen Elektronen. In Fig. 4 sind

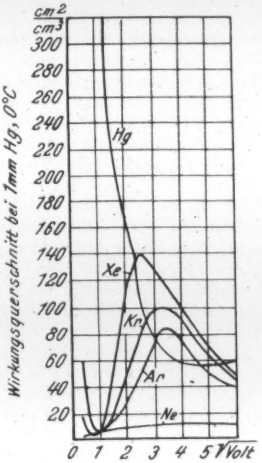


Fig. 4. Wirkungsquerschnitte von *Ne*, *Ar*, *Kr*, *Xe* und *Hg* in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit.

die bekannten Wirkungsquerschnitte für Neon, Argon, Krypton und Xenon sowie zum Vergleich für Quecksilber wiedergegeben. Die aus dem kleinen Wirkungsquerschnitt wegen der großen freien Weglänge der Elektronen folgende hohe Beweglichkeit dürfte vorwiegend den geringen Gradienten bedingen.

Die Hauptintensität der linienhaften Strahlung liegt im Ultraroten. Die Linien sind durchweg $2s-2p$-Übergängen zuzuordnen. Einige wenige Linien dieser Gruppe erscheinen im Sichtbaren. Die stärksten Linien der $2s-2p$-Gruppe sind in Tabelle I zusammengestellt. Daneben treten im Sichtbaren schwächer einige Linien, die $2s-3p$-Übergängen zuzuordnen sind, auf. Ihre intensivsten Vertreter sind in Tabelle II zusammengefaßt. In Fig. 5 ist das Infrarotspektrum der *Kr*- bzw. *Xe*-Entladung wiedergegeben. Sämtliche in der Tabelle I enthaltenen infraroten Linien der $2s-2p$-Übergänge erscheinen hier. In der *Kr*-Entladung liegen diese etwa zwischen 7500 Å und 8900 Å, in der *Xe*-Entladung zwischen 8200 Å und 10000 Å. Die kurzwelligeren Übergänge dieser

Tabelle I

Stärkste Linien der $2s-2p$-Gruppe in der Krypton- und Xenonhochdruckentladung

Übergang	*Kr* Å	*Xe* Å
$2s_4-2p_9$		9923
$2s_5-2p_{10}$	8929	9800
$2s_4-2p_8$	8777	
$2s_2-2p_4$	8509	
$2s_4-2p_7$	8298	9163
$2s_2-2p_3$	8281	
$2s_2-2p_2$	8263	
$2s_5-2p_9$	8113	9045
$2s_2-2p_9$		8952
$2s_4-2p_6$	8190	
$2s_5-2p_8$	8104	8819
$2s_5-2p_7$		8409
$2s_3-2p_4$	8060	
$2s_5-2p_7$	7695	
$2s_5-2p_1$	7685	
$2s_2-2p_3$		8347
$2s_4-2p_5$	7587	8280
$2s_5-2p_6$	7602	8232
$2s_4-2p_2$	5871	
$2s_5-2p_3$	5570	4525
$2s_5-2p_5$	5562	4501
$2s_4-2p_3$		4734
$2s_4-2p_4$		4917

Tabelle II

Stärkste Linien der $2s-3p$-Gruppe in der Krypton- und Xenonhochdruckentladung

Übergang	*Kr* Å	*Xe* Å
$2s_1-3p_8$	4502	
$2s_1-3p_7$	4464	
$2s_4-3p_6$	4454	
$2s_4-3p_5$	4376	
$2s_5-3p_{10}$	4363	
$2s_2-3p_1$	4351	
$2s_5-3p_9$	4320	
$2s_5-3p_8$		4671
$2s_5-3p_6$	4274	
$2s_4-3p_5$		4807
$2s_4-3p_7$		4829
$2s_4-3p_9$		4923

Gruppe sind auf den Aufnahmen des sichtbaren Spektrums in Fig. 6 enthalten. Neben diesen Linien, die für *Kr* bei 5560 Å bis 5870 Å bzw. für *Xe* bei 4500 Å bis 4900 Å liegen, treten im Sichtbaren die Linien der $2s-3p$-Gruppe für *Kr* zwischen 4270 Å und 4500 Å, für *Xe* zwischen 4670 Å und 4920 Å auf. Doch sind die sichtbaren Linien verhältnismäßig schwach.

Im Gegensatz zum ultraroten Bereich, wo der wesentliche Teil der Strahlung durch Linien geliefert wird, tritt im Sichtbaren vor allem das Kontinuum in Erscheinung. Letzteres erstreckt sich über das Sichtbare hinaus nach beiden Seiten des Spektrums. Besonders bemerkenswert ist die hohe Intensität des Kontinuums im Ultravioletten. Fig. 7 zeigt eine Aufnahme dieses Spektralbereiches mit einem Quarzspektro-

graphen. Zum Vergleich ist hierauf auch das Spektrum einer *Hg*-Lampe wiedergegeben. Wie man sieht, strahlen die *Kr*- bzw. *Xe*-Hochdruckentladungen in diesem Bereich ein nahezu reines Kontinuum aus, das bis zu sehr kleinen Wellenlängen, praktisch bis zur Grenze der Quarzabsorption, reicht.

Der gesamte Spektralverlauf wird durch Messungen am Doppelmonochromator wiedergegeben. Fig. 8 zeigt das Ergebnis der Energie-

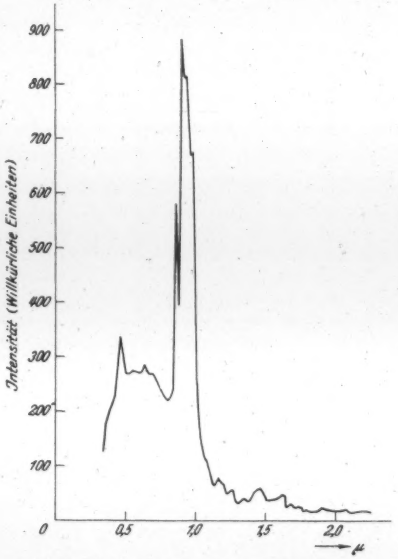


Fig. 8. Energieverteilung in der Xenonhochdruckentladung (Druck 35 at, Stromstärke 25 Amp.).

verteilungsmessungen für die Strahlung des *Xe*-Bogens als Beispiel. Im Gebiet von 0,8 μ bis 1 μ erscheint das Linienspektrum mit großer Intensität. Zwischen 4500 A und 4900 A deutet sich verhältnismäßig schwach die sichtbare Liniengruppe an. Das Kontinuum dehnt sich über das gesamte Spektrum aus. Sein Maximum liegt bei etwa 0,55 μ. In Fig. 9 ist neben der Energieverteilung des Kontinuums des *Xe*-Bogens die spektrale Verteilung eines schwarzen Körpers von 5200°, dessen Maximum gleichfalls bei 0,55 μ liegt, wiedergegeben. Beide Kurven zeigen annähernd denselben Verlauf. Auffallend ist auch die Ähnlichkeit mit der spektralen Verteilung der Sonnenstrahlung. Diese sowie die Strahlung eines schwarzen Körpers von 5713° (Maximum gleich Sonnenmaximum) sind ebenfalls zum Vergleich in Fig. 9 eingezeichnet. Im Ultravioletten reicht die Strahlung des *Xe*-Bogens sehr viel weiter als die durch die Absorption in der Atmosphäre bei etwa 2900 A abbrechende Sonnenstrahlung.

Die Entladungen in *Kr* und *Xe* stellen also eine Lichtquelle dar, die im nahen Ultraroten eine intensive linienhafte Strahlung und daneben im Sichtbaren und Ultravioletten eine intensive kontinuierliche Strahlung liefert. Die Lichtausbeute im Sichtbaren erreicht in den schwereren Edelgasen, vornehmlich im Xenon, hohe Werte. Das ist besonders bemerkenswert, da die hohe Ausbeute der bisher vorwiegend untersuchten Gasentladungen auf die Strahlung weniger, spektral günstig gelegener Linien zurückzuführen ist. Demgegenüber liegt hier eine Strahlungsquelle vor, die im Sichtbaren und Ultravioletten ein sehr gleichmäßiges Kontinuum ausstrahlt und hohe Ausbeuten sowie hohe Strahldichten aufweist. Über die Ursache des relativ intensiven Kontinuums sowie über die Bedingungen seines Auftretens wird noch eingehend zu berichten sein. Zunächst sollen die Messungen wiedergegeben werden. Sie sind für die Kryptonhochdruckentladung in Fig. 10, für die Xenonhochdruckentladung in Fig. 11 zusammengefaßt. Der Anstieg der Lichtstärke ist wie bei den leichten Edelgasen darstellbar durch $L \sim I^n$. Der Exponent liegt für Xenon zwischen 1,5 und 1,7, für Krypton zwischen 1,6 und 1,8. In den Fig. 10 und 11 sind die Kurven $L \sim I^n$ eingezeichnet. Für jede Kurve, die jeweils die Meßergebnisse am besten wiedergibt, sind die Werte für n angegeben. Die Druckabhängigkeit von n ist gering, jedoch besteht die Tendenz einer Abnahme von n mit zunehmendem Druck.

Dasselbe Verhalten wie das Kontinuum im Sichtbaren zeigt auch das Kontinuum im Ultravioletten. Es wurden in einer Meßanordnung, bestehend aus einer Sperrschichtzelle mit verschiedenen Filterkombinationen vier Bereiche im UV ausgewählt. Die Empfindlichkeit der Meßanordnung für die verschiedenen Bereiche zeigt Fig. 12. Die Strahlstärke im UV verhält sich ähnlich wie das Sichtbare und ist wieder darstellbar durch $S \sim I^n$. Der Exponent beträgt etwa 1,5 sowohl für Krypton als auch für Xenon und stimmt annähernd überein mit dem für das Sichtbare. Als Beispiel ist in Fig. 13 die Strahlstärke der Xenonhochdruckentladung für die vier verschiedenen Bereiche im UV bei 18,5 at in Abhängigkeit von der Stromstärke wiedergegeben.

Im Gegensatz hierzu steigt die Linienstrahlung nur etwa linear mit der Stromstärke an. Die Messungen wurden durchgeführt mit Vakuumthermoelement und Spiegelgalvanometer.

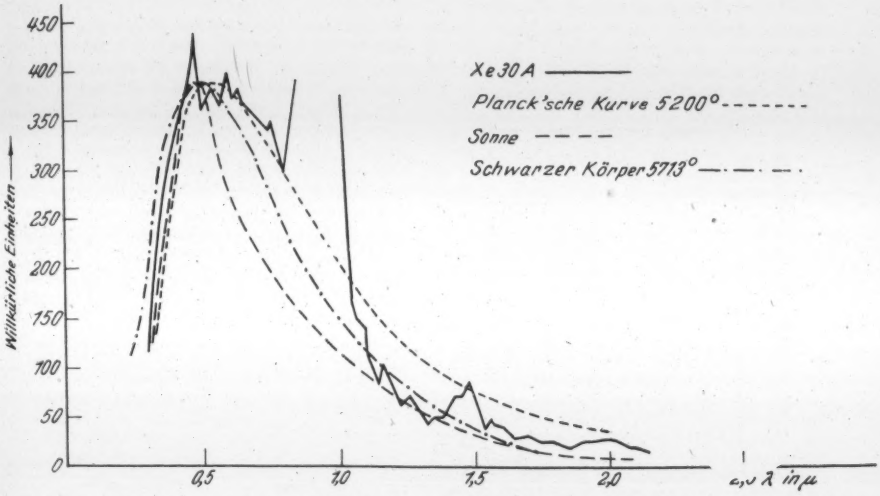


Fig. 9. Energieverteilung des Kontinuums der Xenonhochdruckentladung sowie des schwarzen Körpers von 5200°, 5713° und der Sonne.

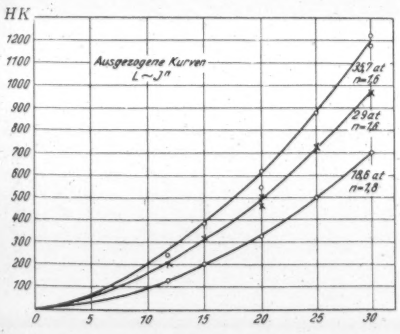


Fig. 10. Lichtstärke (HK) der Kryptonhochdruckentladung in Abhängigkeit von der Stromstärke für verschiedene Drucke.

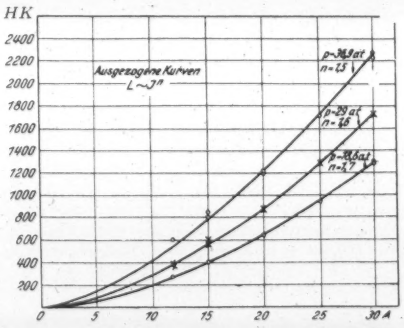


Fig. 11. Lichtstärke (HK) der Xenonhochdruckentladung in Abhängigkeit von der Stromstärke für verschiedene Drucke.

Um aus dem Bogenlicht die Linienstrahlung zu isolieren, wurden die Schottfilter *RG* 7 und *RG* 8 benutzt. Diese lassen nur den langwelligen Teil der Strahlung hindurch und schneiden bei etwa 8000 A bzw. 7000 Å ab. Die intensiven Liniengruppen bei 7500 A bis 9000 A für Krypton bzw. 8200 A bis 10000 A für Xenon werden somit durchgelassen. Der kontinuierliche Untergrund in diesem Bereich wird zwar mitgemessen, er ist aber nur schwach gegenüber der Linienstrahlung. Als Beispiel zeigt Fig. 14 die Ergebnisse für die Kryptonentladung bei 19 at, 30 at und 35 at.

Die große Intensität der kontinuierlichen Strahlung der Krypton- bzw. Xenonhochdruckentladung kann wie bei Neon und Argon durch den Termaufbau der Atome erklärt werden. Die Edelgase zeichnen sich dadurch aus, daß alle diskreten Niveaus relativ hoch liegen und nahe unterhalb der Ionisierungsgrenze zusammengedrängt sind. Die linienhafte Ausstrahlung in Hochdruckentladungen, für die thermisches

Gleichgewicht angenommen werden darf, ist gegeben durch:

$$S_a \sim N e^{-\frac{eV_a}{kT}}, \qquad (1)$$

wo V_a die Anregungsspannung der der Betrach-

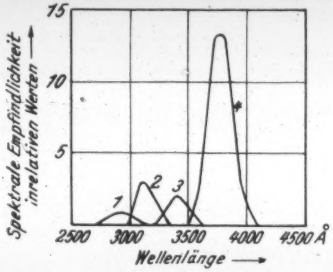


Fig. 12. Empfindlichkeit des UV-Meßgerätes. (Zelle + Filterkombinationen.)

tung zugrunde gelegten Linie bedeutet. Die kontinuierliche Strahlung wird beschrieben durch:

$$S_K \sim N e^{-\frac{eV_i}{kT}} \qquad (2)$$

(V_i Ionisierungsspannung), wenn angenommen wird, daß sie auf frei-gebunden-Strahlung (Rekombinationsstrahlung) bzw. frei-frei-Strahlung (Bremsstrahlung) zurückzuführen ist. Da die numerischen Faktoren in Gleichung (1) und (2) für die verschiedenen Gase als von der gleichen Größenordnung angenommen werden dürfen und V_a bei den Edelgasen nur wenig kleiner ist als V_i, tritt nach Gleichung (1) und (2) die kontinuierliche Strahlung im Verhältnis stärker in Erscheinung als z. B. beim Quecksilber.

Wegen $V_i > V_a$ geht eine Temperaturänderung in Gleichung (2) empfindlicher ein als in

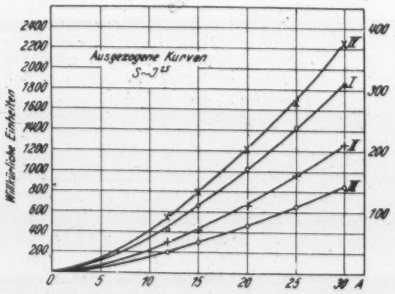


Fig 13. Strahlstärke der Xenonhochdruckentladung im UV in Abhängigkeit von der Stromstärke (Druck 18,5 at).

Gleichung (1), d. h. bei der mit der Stromstärke im allgemeinen ansteigenden Bogentemperatur muß die kontinuierliche Strahlung schneller anwachsen als die linienhafte Emission. Es ist aber zunächst zu erwarten, daß sich wegen des relativ kleinen Unterschiedes zwischen V_i und V_a dieser Effekt bei den Edelgasen weniger bemerkbar macht als etwa beim Quecksilber. Das ist aber nicht der Fall. Denn während die linienhafte Strahlung sowohl bei dem Quecksilber als auch bei den Edelgasen linear mit der Stromstärke geht, steigt die kontinuierliche Strahlung bei den Edelgasen mit $I^{2,4}$ für Neon, $I^{1,7}$ für Argon und $I^{1,6}$ bis $I^{1,8}$ für Krypton und Xenon stärker mit der Stromstärke an als beim Quecksilber mit $I^{1,5}$ [4]).

Der sehr rasche Anstieg der kontinuierlichen Strahlung bei den Edelgasen wird noch be-

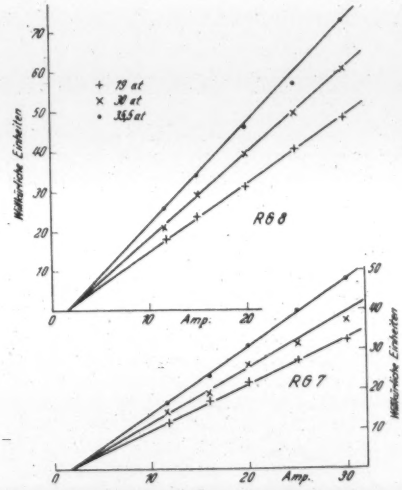


Fig. 14. Linienstrahlung der Kryptonhochdruckentladung in Abhängigkeit von der Stromstärke.

merkenswerter, wenn auch die Stromstärkeabhängigkeit des Bogendurchmessers berücksichtigt wird. Bei der zum Vergleich herangezogenen Quecksilberhochdruckentladung ist die Bogenbreite unabhängig von der Stromstärke [5]). Die Zunahme der Strahlung mit dem Strom beruht also ausschließlich auf Temperaturerhöhung. Da demgegenüber der Kanal-

4) R. Rompe, P. Schulz und W. Thouret, Zeitschr. f. Phys. **112**, 369, 1939.

5) R. Rompe und P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **112**, 691, 1939.

querschnitt in den untersuchten Edelgasentladungen fast proportional der Stromstärke anwächst, sind hier die Temperaturerhöhungen verhältnismäßig gering. Ein beträchtlicher Teil der Erhöhung der Gesamtstrahlung beruht auf Querschnittsvergrößerung des Entladungskanals.

Das rasche Anwachsen der kontinuierlichen Strahlung ist also nicht nur gemäß Gleichung (2) auf Zunahme von N (infolge Kanalausdehnung) und Temperaturerhöhung allein zu erklären, es wird offensichtlich noch zusätzlich eine andere Erscheinung von Bedeutung sein.

Wie schon beim Quecksilber festgestellt wurde, darf als Ionisierungsspannung nicht die eines freien Atoms eingesetzt werden[6]). Vielmehr tritt infolge der starken Verbreiterung eine Verschmierung der sehr dicht gelegenen oberen Terme ein, was einer Herabsetzung der Ionisierungsgrenze gleichkommt. Beim Quecksilber tritt hierdurch eine Herabsetzung der „wirksamen" Ionisierungsspannung auf etwa 9,7 Volt gegenüber 10,4 Volt der freien Atome ein[7]). Noch weiter kann die Verschmierung nur schlecht wirksam werden, da hier ziemlich plötzlich die Termabstände sehr groß werden. Aus diesem Grund kann man mit einer zwar herabgesetzten, doch immerhin konstanten Ionisierungsspannung rechnen.

Bei den Edelgasen besteht eine so merkliche Stufe in der Termanordnung unterhalb der Ionisierungsgrenze nicht. Außerdem ist die Termdichte in diesem Fall noch größer. Bei der mit der Temperaturerhöhung eintretenden Vergrößerung der Termbreiten, die besonders durch Elektronenstoß hervorgerufen werden, werden immer neue Terme von der Verschmierung erfaßt, d. h. die Ionisierungsgrenze verschiebt sich weiter nach unten. Als Ionisierungsspannung V_i ist also ein Wert einzusetzen, der mit der Stromstärke abnimmt. Da V_i sehr empfindlich als Exponent eingeht, steigt somit nach Gleichung (2) die kontinuierliche Strahlung schnell an. Im Gegensatz dazu ist die Anregungsspannung V_a einer Linie temperaturunabhängig. Hieraus erklärt sich der auffallende Unterschied in der Stromstärkeabhängigkeit von kontinuierlicher und linienhafter Strahlung, obwohl nach Gleichung (1) und (2) wegen des geringen Unterschiedes der Werte von V_i und V_a zunächst nur kleine Abweichungen zu erwarten wären.

Als Bedingung für eine intensive kontinuierliche Strahlung ist nach obigem vor allem hohe Stromdichte zu nennen. Mit wachsender Stromdichte tritt eine Verlagerung von der linienhaften, vorwiegend im Ultraroten liegenden Strahlung zu der besonders im Sichtbaren und Ultravioletten auftretenden kontinuierlichen Strahlung auf, Man hat es also bis zu einem gewissen Grade in der Hand, die spektrale Verteilung der ausgesandten Strahlung zu bestimmen. Zur Erzielung der vorwiegend sichtbaren und ultravioletten kontinuierlichen Strahlung sind z. B. hohe Stromstärke und geringe Bogenbreite, wobei letztere durch die Formgebung der Elektroden beeinflußt werden kann, günstig.

Es ist im vorhergehenden eine kurze Übersicht über das Verhalten der Edelgasentladungen gegeben worden. Eine ausführliche Darstellung muß einem späteren Zeitpunkt vorbehalten bleiben.

Berlin, August 1944.

(Eingegangen 20. September 1944)

6) R. Rompe und P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **108**, 654, 1938; A. Unsöld, Ann. d. Phys. **33**, 607, 1938.

7) P. Schulz und W. Weizel, Zeitschr. f. Phys. **122**, 697, 1944.

Über die Lichtausbeute bei Erregung lumineszenzfähigen Zinksulfids durch β-Strahlen

Von H. J. Born, N. Riehl und K. G. Zimmer

Zusammenfassung

Über die Energieausbeute bei der Erregung von Lumineszenzstoffen durch ionisierende Strahlungen lagen Messungen nur für α-Teilchen und für Kathodenstrahlen bis zu etwa 50 kV Beschleunigungsspannung vor. Diese erlauben ebensowenig wie die sich widersprechenden theoretischen Ansätze eine Extrapolation auf die Ausbeute im Gebiet harter β-Strahlung. Es wurden daher Energieausbutemessungen mit β-Strahlen von Uran X und Radiophosphor sowie mit den von Radium-γ-Strahlen erzeugten Sekundärelektronen angestellt. Die Versuchsergebnisse zeigen, daß die Energieausbeute bei β-Erregung nur wenig unter dem mit α-Strahlung gefundenen sehr hohen Wert liegt und um den Faktor 10–100 größer ist als bei Kathodenstrahlen. Dieses Ergebnis entspricht den Forderungen der Fanoschen Theorie der Kathodolumineszenz.

Einleitung

Die Energieausbeute bei der Anregung von Lumineszenzstoffen durch ionisierende Strahlungen ist von erheblichem theoretischen und praktischen Interesse. Bisher lagen Untersuchungen nur für α-Strahlen und für Kathodenstrahlen vor. Für α-Strahlanregung fand Riehl[1]) eine fast quantitative Umsetzung der Energie des α-Teilchens in Lumineszenzlicht, bei Erregung mit Kathodenstrahlen hingegen wurden 10–100mal kleinere Ausbeuten gefunden[2]). Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Prüfung der Energieausbeute bei Anregung mit schnellen β-Strahlen radioaktiver Körper sowie eine Diskussion der Ergebnisse im Vergleich zu den bei Versuchen mit langsameren Elektronen erhaltenen Befunden und zu den vorliegenden theoretischen Ansätzen.

Bisherige Erfahrungen

Für den Zusammenhang zwischen der Beschleunigungsspannung V des Kathodenstrahls, seiner Stromdichte I und der Helligkeit H des Lumineszenzlichtes hat Lenard[3]) die folgende experimentell begründete Beziehung angegeben, die von einer Reihe anderer Autoren[4]) annähernd bestätigt werden konnte:

$$H = A \cdot I\,(V - V_0). \qquad (1)$$

Hier sind A und V_0 zwei für den betreffenden Lumineszenzstoff charakteristische Konstanten; die Einführung von V_0 bedeutet, daß Elektronen, deren Geschwindigkeit unterhalb einer gewissen Grenze (V_0) liegt, überhaupt keine Erregung hervorbringen.

Die von Lenard angegebene Formel für die Abhängigkeit der Helligkeit von der Spannung erweckt den Anschein, als könnte man bei unbegrenzter Steigerung der Spannung auch eine unbegrenzte Steigerung der Helligkeit erzielen. Dies ist jedoch praktisch nicht der Fall, und zwar aus dem folgenden vom Standpunkt der Theorie sekundären Grunde: Der Abfluß der auf den Leuchtschirm auftreffenden Elektronen ist maßgebend davon abhängig, wieviel Sekundärelektronen den Schirm verlassen. Sofern pro auftreffendes Elektron mindestens ein Sekundärelektron ausgesandt wird, erfährt der Leuchtschirm keinerlei Aufladung, so daß die angelegte Anodenspannung voll zur Geltung kommt. Bei steigender Anodenspannung jedoch wird erfahrungsgemäß die Zahl der ausgesandten Sekundärelektronen kleiner als die Zahl der auffallenden Elektronen, so daß eine elektrische Aufladung des Leuchtschirmes stattfindet, und zwar lädt sich der Schirm so lange auf, bis im stationären Zustand die Zahl der den Schirm erreichenden Primärelektronen wieder gleich der Zahl der Sekundärelektronen geworden ist. Daher kommt es, daß bei Vergrößerung der Anodenspannung über eine bestimmte Grenze hinaus die Helligkeit langsamer als proportional der Anodenspannung ansteigt, die Energieausbeute also wieder sinkt, wie die nachfolgenden Zahlen zeigen, die die Abhängigkeit der Lichtausbeute (je Watt Elektronenenergie) von der Anodenspannung bei Fernsehröhren angeben[5]).

Anodenspannung	Lichtausbeute
6 kV	5
20 kV	3
40 kV	2

1) N. Riehl, Ann. d. Phys. (5) **11**, 108, 1931; **29**, 636, 1937.

2) Vgl. z. B. Kordatzki, Schleede und Schröter, Physik. Zeitschr. **27**, 392, 1926.

3) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **12**, 449, 1903.

4) T. B. Brown, Journ. opt. Soc. Amer. **27**, 186, 1937; Leverenz, Journ. opt. Soc. Amer. **27**, 25, 1937; Levy und West, Journ. Inst. electr. Engrs. **79**, 11, 1936; Maloff und Epstein, Electronics, Nov. 1937, 31–34, 85, 86; Nottingham, Journ. appl. Physics **8**, 762, 1937; Physics Rev. **51**, 591, 1937; Orth, Richards und Headrick, Proc. Inst. Radio Engrs. N. Y. **23**, 1308 1935; Scherer, K., und R. Rübsaat, Arch. Elektrotechn. **31**, 821, 1937; Schnabel, W., Arch. f. Elektrotechn. **28**, 789, 1934. Zusammenfassende Darstellung bei N. Riehl, Physik und technische Anwendungen der Lumineszenz. Berlin 1941.

5) Schleede, A., und B. Bartels, Telefunken-Hausmitt. **20**, 104, 1939.

Von grundsätzlicherem Interesse als diese (allerdings praktisch wichtige) Begrenzung der Energieausbeute durch die Schirmaufladung ist, wie wir unten sehen werden, das Vorhandensein einer Mindestgeschwindigkeit für die Erregung; ein Umstand, der so gedeutet werden muß, daß bei allzu geringen Geschwindigkeiten die Elektronen in der äußersten Oberflächenschicht der Kristalle stecken bleiben, ohne die leuchtfähigen Teile des Kristalls zu erreichen. Dies bedeutet also, daß die in Frage kommenden Lumineszenzstoffe in ihren äußersten, unmittelbar unter der Oberfläche liegenden Schichten nicht lumineszenzfähig sind. Bei gewissen, von Riehl und Thieme präparierten und schon durch Elektronen von 10 V erregbaren Stoffen muß im Gegensatz zu den meist verwendeten Materialien allerdings die Lumineszenzfähigkeit bereits unmittelbar unter der Oberfläche des Kristalls vorhanden sein.

Bezüglich der in unserem Zusammenhang am meisten interessierenden Energieausbeute besagt die Lenardsche Formel, daß bei der Umwandlung der Elektronenenergie in Lumineszenzlicht die Ausbeute annähernd unabhängig von der Elektronengeschwindigkeit sein müßte. Denn zumindest im Gebiet höherer Geschwindigkeiten — wo man V_0 gegenüber V vernachlässigen kann — sollte die Energieausbeute A der Beziehung

$$A = H/I \cdot V \qquad (2)$$

folgen und somit spannungsunabhängig sein. Im Spannungsgebiet von einigen Tausend Volt wird dies recht gut durch die Experimente verschiedener Autoren bestätigt[4]). Im Gebiet kleinerer Elektronengeschwindigkeiten (unter 1000 V) jedoch fanden T. B. Brown und W. H. Nottingham[4]), daß die Lumineszenzhelligkeit nicht linear mit V, sondern linear mit V^2 ansteigt. Die Versuche von Brown sind an $ZnSiO_4$ ausgeführt, und zwar bei Stromstärken des Elektronenbündels, die rund 100mal kleiner waren als bei den anderen unter 4) genannten Autoren. Benutzt man für die Lichtenergie W pro einfallendem Elektron die Einheit eV, so gilt nach Brown (für Elektronen von einigen Hundert Volt)

$$W = 5 \cdot 10^{-6} V^2 + 0{,}17. \qquad (3)$$

Hier ist die Energieausbeute nicht spannungsunabhängig, sondern sie steigt linear mit V. Es ist wichtig, darauf hinzuweisen, daß bei Versuchen von Brown die oben erwähnte, sich auf die erzeugte Lichtmenge vermindernd auswirkende elektrische Aufladung des Leuchtschirms keine Rolle gespielt hat, da er mit langsamen Elektronen arbeitete und nur schwache Stromstärken benutzte.

Theoretische Ansätze

Für die eben erwähnten Ergebnisse von Brown lieferte U. Fano[6]) eine sehr einleuchtende Erklärung. Er wies darauf hin, daß offenbar an der Oberfläche des leuchtfähigen Kristalls die Wahrscheinlichkeit für die Umwandlung der aufgenommenen Erregungsenergie in andere Formen sehr viel größer sein muß als im Innern. Dies ist inzwischen durch eine Arbeit von Birus, Möglich und Rompe[7]) näher begründet worden. Die Umwandlung von Anregungsenergie in Wärme geht in kristallinen Isolatoren fast ausschließlich über die „Vielfachstöße" vor sich, deren Wirkungsquerschnitt in der Umgebung von Strukturstörungen des Kristallaufbaues besonders groß ist. Es gilt dies insbesondere auch für die Oberfläche des Kristalls, so daß die Ausbeute eines Leuchtstoffes bei Zimmertemperatur und UV.-Anregung im wesentlichen durch die oberflächenbedingten Vielfachstöße bestimmt wird.

Fano geht bei seinen Berechnungen von dem Befund von Riehl bei α-Strahlenerregung aus, wonach im Innern des Kristalls die aufgenommene Energie verlustfrei über Strecken von etwa $4 \cdot 10^{-5}$ cm „wandern" („diffundieren") kann, und nimmt ferner an, daß die Energie, die durch derartige Wanderung an die Oberfläche gelangt, dort restlos in Wärme verwandelt wird. Die Eindringungstiefe der α-Strahlen ist so groß ($3 \cdot 10^{-3}$ cm), daß nur vernachlässigbar wenig Energie an die Oberfläche gelangt. Bei Elektronen von nur einigen Hundert Volt Geschwindigkeit ist aber die Eindringungstiefe so gering, daß der größte Teil der Erregungsenergie an die Oberfläche gelangen kann und dort in Wärme umgewandelt wird; daher die geringe Lichtausbeute bei langsamen Elektronen im Vergleich zu den α-Strahlen. Die auf Grund dieser Betrachtung von Fano errechnete Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Beschleunigungsspannung der Elektronen steht in hervorragender quantitativer Übereinstimmung mit den experimentellen Werten von Brown.

Einen anderen Erklärungsversuch für die Kleinheit der Lichtausbeute bei Erregung durch Kathodenstrahlen im Vergleich zu der bei α-Strahlenerregung haben Möglich und Rompe[8]) mit folgender Betrachtung unternommen: Ein einfallendes leichtes Teilchen (Kathodenstrahl) erzeugt im Elektronengas des Kristalls eine Kaskade von wenigen Elektronen hoher Energie; ein schweres Teilchen (α-Teilchen)

6) U. Fano, Phys. Rev. **58**, 544, 1940.
7) K. Birus, F. Möglich und R. Rompe, Physik. Zeitschr. **44**, 122, 1943.
8) F. Möglich und R. Rompe, Zeitschr. techn. Phys. **40**, H. 11, 1940.

erzeugt dagegen eine Kaskade von vielen Elektronen niedriger Energie. Die energiereicheren Elektronen sind nun — wie sich aus quantenmechanischen Betrachtungen ergibt — den wärmebildenden Vielfachstößen des Gitters in höherem Maße ausgesetzt als die energieärmeren, wobei noch hinzukommt, daß die Einstellzeit der letztgenannten nach den Gesetzen der Plasmawirkung viel kürzer ist.

Man sieht, daß die hier interessierenden β-Strahlen nach der Theorie von Fano eine hohe Lichtausbeute der Lumineszenz (ähnlich der der α-Strahlen) ergeben müßten, da ihre Eindringtiefe sehr groß ist und die verlustbringenden Oberflächeneffekte keine Rolle spielen können. Nach der Theorie von Möglich und Rompe wäre hingegen bei β-Teilchen eine ebenso geringe Lichtausbeute zu erwarten wie bei den früher untersuchten langsamen Elektronenstrahlen, da nach dieser Theorie die Masse des Teilchens für die Lichtausbeute wesentlich ist.

Versuchsmethodik und Ergebnisse

Die experimentelle Ermittlung der Lichtausbeute bei Erregung durch β-Strahlen haben wir in der Weise durchgeführt, daß wir radioaktive Leuchtfarben herstellten, die mit β-strahlenden radioaktiven Substanzen (Uran $X_1 + X_2$ oder künstlich radioaktivem Phosphor) aktiviert waren, und ihre Helligkeit mit derjenigen durch α-Strahlen (Radiothor) aktivierter Farben verglichen. Als Lumineszenzstoff diente in beiden Fällen das gleiche, mit *Cu* als „Phosphorogen" versetzte Zinksulfid.

In den beiden zu vergleichenden Leuchtfarben wurde jeweils durch Ionisations- bzw. Zählrohrmessungen einerseits der Gehalt an dem betreffenden Betastrahler pro g *ZnS* und andererseits der Gehalt an dem α-Strahler bestimmt und so ermittelt, welche Gesamtzahl von Ionenpaaren die in der betreffenden Leuchtfarbe auftretende radioaktive Strahlung in Luft erzeugen würde.

Der Helligkeitsvergleich geschah in der Weise, daß zunächst von der mit dem α-Strahler *RdTh* aktivierten Farbe eine Skala mit gestaffelten *RdTh*-Gehalten (Helligkeiten) hergestellt wurde. Die Helligkeit der mit dem β-Strahler aktivierten Farbe wurde dann sowohl durch visuellen Vergleich als auch durch Messung mittels eines Bechstein-Luxmeters (Schmidt & Haensch) in diese Skala eingereiht. Die Leuchtfarbe lag bei der Helligkeitsmessung in 2 mm dicker Schicht vor.

Auf diese Weise wurde ermittelt, wie sich die β-Strahlenenergie (gemessen in Zahl der Ionenpaare) der β-Strahlenfarbe zu der α-Strahlenenergie (ebenfalls gemessen in Zahl der Ionenpaare) einer gleich hellen α-Strahlenfarbe verhielt. So erhielt man den Vergleich der Lumineszenzlichtausbeuten, die durch β- bzw. α-Strahlung gleicher Energie (gleicher Ionisationsstärke) geliefert werden. Insgesamt wurden drei derartige Versuche durchgeführt, wobei als β-Strahler einmal Uran *X* und zweimal Radiophosphor, als α-Strahler stets Radiothor diente. Außerdem wurde ein 4. Versuch durchgeführt, bei dem wir die Energieausbeute bei Erregung von *ZnS* durch γ-Strahlen bestimmten. Da die Lumineszenz nicht unmittelbar von der γ-Strahlung, sondern von der sekundären β-Strahlung, die die γ-Strahlung im *ZnS* auslöst, erregt wird, so kommt auch dieser Versuch einer Lichtausbeutebestimmung an β-Strahlen gleich.

Versuch 1. Vergleich einer $UX_1 + X_2$-Farbe mit einer *RdTh*-Farbe

Aus einer Lösung bekannten *RdTh*-Gehalts wurde durch Eindampfen verschiedener Volumina dieser Lösung mit *ZnS* eine Reihe von *RdTh*-Leuchtfarben gestaffelten *RdTh*-Gehalts (gestaffelter Helligkeit) hergestellt.

Um die Aktivität des *RdTh* mit der des $UX_1 + X_2$ vergleichen zu können, wurde die β-Aktivität des *RdTh* mittels eines β-Zählrohres gemessen. Unter den gegebenen geometrischen Bedingungen ergaben 10^{-7} mg *RdTh* im Zählrohr 33 Teilchen/min. Da die β-Messung durch 100 μ *Al* erfolgte, war die β-Strahlung des *ThB* auf 22 Proz., die des $ThC + C''$ auf rund 84 Proz. herabgedrückt. Ohne die *Al*-Filterung waren also 62 T/min vorhanden, die sich zu annähernd gleichen Teilen auf *ThB* und $ThC + C''$ verteilen.

Von der $UX_1 + X_2$-Lösung, die zur Herstellung der $UX_1 + X_2$-Leuchtfarbe diente, wurde ein bestimmter Teil abgenommen und unter den gleichen geometrischen Bedingungen wie bei der *RdTh*-Messung im β-Zählrohr gemessen. Die Messung ergab für die gesamte Lösung $1 \cdot 10^8$ T/min. Da diese Messung ebenfalls durch 100 μ *Al* erfolgte, war die UX_1-Strahlung vollständig unterdrückt, die des UX_2 auf 86 Proz. herabgedrückt. Ohne Absorptionsfolie wären also $2{,}33 \cdot 10^8$ T/min erhalten worden, die sich zu annähernd gleichen Teilen auf UX_1 und UX_2 verteilen.

Die Helligkeitsmessung ergab, daß eine $UX_1 + X_2$-Farbe mit einem Gehalt von $2{,}21 \cdot 10^8$ β-Teilchen/min in ihrer Helligkeit gleich war einer *RdTh*-Farbe mit einem *RdTh*-Gehalt von $1{,}15 \cdot 10^8$ α-Teilchen/min. Bei einer Wiederholung des Versuches ergab sich, daß $1{,}63 \cdot 10^8$ β-T/min der gleichen Helligkeit entsprachen wie $0{,}875 \cdot 10^8$ α-T/min. Im Mittel

lieferten also 191 β-Teilchen des $UX_1 + X_2$ die gleiche Helligkeit wie 1 α-Teilchen von *RdTh* + Folgeprodukten.

Nunmehr war festzustellen, wie sich die Energie von 191 β-Teilchen zu der eines α-Teilchens verhält. Als Energiemaß verwendeten wir die Zahl der von der betreffenden β- oder α-Strahlung in Luft erzeugten Ionenpaare. Ein α-Teilchen (mit der durchschnittlichen Energie der von *RdTh* und seinen Folgeprodukten emittierten α-Teilchen) erzeugt $1{,}82 \cdot 10^5$ Ionenpaare. Wegen der geringen Durchdringungsfähigkeit der α-Strahlen bleibt diese Energie praktisch zu 100 Proz. in der Leuchtfarbe stecken und wird dort zur Lumineszenzerregung verwendet. Von der Energie der β-Teilchen wird – infolge deren größerer Durchdringungsfähigkeit – nur ein Teil innerhalb der Leuchtfarbe bleiben, während der Rest die *ZnS*-Schicht verläßt, ohne zur Lichterzeugung beigetragen zu haben. Der von der *ZnS*-Schicht absorbierte Teil der β-Teilchenenergie des $UX_1 + X_2$ errechnet sich folgendermaßen: Die Zahl der von einem β-Teilchen erzeugten Ionenpaare ist für UX_1: 700, für UX_2: 5000. Wegen der geringen Härte der UX_1-Strahlung bleibt deren Energie praktisch vollständig in der *ZnS*-Schicht stecken. Die 191/2 β-Teilchen der UX_1 geben also an die *ZnS*-Schicht eine Energie ab, die $700 \cdot 191/2 = 0{,}067 \cdot 10^6$ Ionenpaaren entspricht. Von der UX_2-Strahlung tritt hingegen ein merklicher Teil aus der *ZnS*-Schicht heraus, der nach einer von Meyer und Schweidler[9]) gegebenen Formel berechnet werden kann. Es ergibt sich, daß von der Strahlungsenergie des UX_2 86 Proz. in der *ZnS*-Schicht verbleiben, d. h. die 191/2 β-Teilchen des UX_2 geben an die *ZnS*-Schicht eine Energie ab, die $(191/2)\ 5000\ (86/100) = 0{,}4 \cdot 10^6$ Ionenpaaren entspricht. Insgesamt entspricht damit die in der *ZnS*-Schicht absorbierte Energie der 191 $UX_1 + X_2$-β-Teilchen $0{,}067 \cdot 10^6 + 0{,}4 \cdot 10^6 = 0{,}467 \cdot 10^6$ Ionenpaaren und erzeugt, wie oben angegeben, im *ZnS* dieselbe Lichtmenge wie eine α-Strahlenenergie, die $1{,}82 \cdot 10^5$ Ionenpaaren entspricht.

Bezogen auf gleiche Strahlenenergie wurde somit die Lumineszenzlichtausbeute bei β-Strahlen (von $UX_1 + X_2$) um den Faktor

$$1{,}82 \cdot 10^5 / 0{,}467 \cdot 10^6 = 0{,}4$$

kleiner als bei α-Strahlen (von *RdTh*) gefunden.

Versuch 2. Vergleich einer Radiophosphor-Farbe mit einer *RdTh*-Farbe

Die Aktivitäts- und Helligkeitsmessungen ergaben, daß $4{,}45 \cdot 10^8$ β-Teilchen des Radiophosphors die gleiche Helligkeit erzeugen wie $4{,}8 \cdot 10^6$ α-Teilchen des *RdTh* (und seiner Folgeprodukte), d. h. 94 β-Teilchen des Radiophosphors liefern die gleiche Helligkeit wie ein α-Teilchen von *RdTh* (nebst Folgeprodukten). Ein α-Teilchen erzeugt (vgl. oben) $1{,}82 \cdot 10^5$ Ionenpaare, ein β-Teilchen von Radiophosphor ($\mu/\varrho = 8{,}9$) 4260 Ionenpaare. Der oben erwähnte Ansatz von Meyer-Schweidler ermöglicht festzulegen, daß 10,4 Proz. der β-Teilchen des Radiophosphors aus der *ZnS*-Schicht austreten und verlorengehen. Die in der *ZnS*-Schicht absorbierte Energie der 94 β-Teilchen von Radiophosphor entspricht somit $94 \cdot 4260 \cdot 89{,}6/100 = 3{,}6 \cdot 10^5$ Ionenpaaren.

Bezogen auf gleiche Strahlenenergie wurde somit die Lumineszenzlichtausbeute bei β-Strahlen (des Radiophosphors) um den Faktor

$$\cdot\ 1{,}82 \cdot 10^5 / 3{,}6 \cdot 10^5 = 0{,}51$$

kleiner als bei α-Strahlen (von Radiothor) gefunden.

Versuch 3. Wiederholung des Versuchs 2

Die Wiederholung des Versuches (bei der nicht allein die Messungen, sondern der gesamte Versuch einschließlich der Herstellung der Präparate wiederholt wurde) ergab für das Verhältnis der Lichtausbeuten bei β- und α-Strahlen (bezogen auf gleiche Energie) den Wert von 0,55 in befriedigender Übereinstimmung mit dem Resultat des vorangehenden Versuchs.

Versuch 4. Energieausbutebestimmung bei Erregung der Lumineszenz durch γ-Strahlen (sekundäre β-Strahlen)

Die Erregung des *ZnS* geschah durch die γ-Strahlung von Radium und seinen Zerfallsprodukten. Als *ZnS* wurde ein Präparat angewendet, das nicht identisch mit dem bei Versuch 1–3 verwendeten Standardmaterial war, sondern eine besonders hohe Lumineszenzfähigkeit bei Erregung mit radioaktiven Strahlen aufwies.

Bei diesem Versuch beschränkten wir uns nicht auf einen Vergleich der Lichtausbeute mit der Lichtausbeute bei Erregung mit α-Strahlen, sondern führten eine absolute Bestimmung der Energieausbeute durch. Hierzu wurde eine mehrere Zentimeter dicke („unendlich" dicke) Schicht des *ZnS* aus einer Entfernung von 4,4 cm mit der γ-Strahlung eines *Ra*-Präparates von 122,5 mg *Ra*-Äquivalent angestrahlt. Die Leuchtdichte der durch die γ-Strahlung erregten Lumineszenz wurde von derselben Seite, von der die Anstrahlung mit γ-Strahlen erfolgte, mittels eines Lummer-Brodhun-Würfels in HK/cm² ge-

9) Meyer-Schweidler, Radioaktivität. Leipzig 1927, S. 86.

messen. Sodann wurde eine Absorptionskurve des ZnS für die γ-Strahlung aufgenommen und hieraus die vom ZnS absorbierte γ-Strahlenenergie festgestellt. Schließlich wurde die Transparenz des ZnS für das Lumineszenzlicht gemessen und mittels der weiter unten angegebenen Formel aus der die ZnS-Schicht verlassenden Lumineszenzlichtmenge auf die gesamte innerhalb der Schicht tatsächlich erzeugte Lichtmenge geschlossen. Der Vergleich der pro Volumeneinheit des ZnS sekundlich erzeugten Lichtmenge (in Watt) mit der pro Volumeneinheit sekundlich absorbierten γ-Strahlenmenge (in Watt) liefert die gesuchte Energieausbeute.

Die Helligkeitsmessung ergab

$$3{,}05 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{HK/cm^2}.$$

Die Absorptionskurve für den weicheren Teil der γ-Strahlung, der in den ersten Millimetern der ZnS-Schicht zur Absorption gelangt, führte zu einem Absorptionskoeffizienten $\lambda_\gamma = 0{,}024\,\mathrm{mm^{-1}}$, die Transparenzmessung zu einem Schwächungskoeffizienten des ZnS für das Lumineszenzlicht $\lambda_L = 4{,}63\,\mathrm{mm^{-1}}$. Die pro mm Schichtdicke (und pro $\cdot\,\mathrm{cm^2}$) tatsächlich erzeugte Lichtmenge K erhält man durch folgende Rechnung. Von der in der Tiefe x liegenden Schicht dx gelangt zum Beobachter die Lichtmenge

$$K e^{-\lambda_L \cdot x} dx .$$

Ist die Gesamtschichtdicke des ZnS gleich a, so ist die zum Beobachter gelangende, gemessene Lichtmenge

$$I = \int_0^a K e^{-\lambda_L x} dx = K/\lambda_L \,(1 - e^{-\lambda_L a})$$

und für $a = \infty$: $I = K/\lambda_L$. Aus den gemessenen Werten von $I = 3{,}05 \cdot 10^{-6}\ HK/\mathrm{cm^2}$ und $\lambda_L = 4{,}63\,\mathrm{mm^{-1}}$ ergibt sich für die pro mm Schichtdicke tatsächlich erzeugte Lichtmenge $K = 14{,}1 \cdot 10^{-6}\ HK = 2{,}15 \cdot 10^{-7}$ Watt. Die pro mm Schichtdicke und je $\mathrm{cm^2}$ absorbierte γ-Strahlenmenge war nach den oben angeführten Daten $3{,}02 \cdot 10^{-7}$ Watt.

Die Energieausbeute bei Erregung der Lumineszenz durch γ-Strahlen (sekundäre β-Strahlen) betrug somit

$$2{,}15 \cdot 10^{-7} / 3{,}02 \cdot 10^{-7} = 0{,}71.$$

(Eingegangen 16. Oktober 1944)

Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen

Von H. Raether

(Mit Tafel IX)

Einleitung

Die vorliegende Arbeit stellt eine Untersuchung von Steinsalzoberflächen dar, die in verschiedener Weise behandelt worden sind: poliert, mit Wasser angeätzt oder nach der Politur zwecks Rekristallisation getempert. Von Interesse war die Kristallstruktur der Oberflächen, ob sie beispielsweise vielkristallin oder in welchem Maße sie einkristallin sind, sowie ihre Glätte. Zur Untersuchung dieser Fragen wurde sowohl die Methode der Elektroneninterferenzen (Reflexionsverfahren) (Teil I und II) als auch die der elektronenmikroskopischen Beobachtung (Abdruckverfahren) (Teil III) gewählt, wobei sich die Leistungsfähigkeit und gegenseitige Ergänzung beider Verfahren zur Lösung von Oberflächenfragen zeigte.

Teil I: Untersuchung polierter Steinsalzoberflächen mittels Elektroneninterferenzen

Da die Behandlung (Wasserätzung, Temperung) an polierten Flächen als Ausgangsflächen vorgenommen wurde, mußte deren Struktur zuvor ermittelt werden, um die durch die Behandlung herbeigeführte Änderung zu erkennen. Es wurden (100) (Spaltflächen) und nach (110) und (111) angeschnittene Flächen untersucht, die mit Hilfe von Chromoxyd auf alkoholgetränkter Seide poliert worden waren. Wurde die Bearbeitung so lange fortgesetzt, bis der Alkohol verdunstet war, so zeigten die Flächen eine hervorragende optische Glätte. Ein Teil der nach diesem Verfahren hergestellten Flächen wurde mir von der Firma C. A. Steinheil Söhne, München, angefertigt. Zur Untersuchung mittels Elektroneninterferenzen wurde das Reflexionsverfahren verwendet, wobei der Elektronenstrahl (Beschleunigungsspannung etwa 40 kV) streifend die Oberfläche traf.

a) (100) Flächen

Die Interferenzaufnahme an einer in der eben beschriebenen Weise polierten Würfelfläche ergibt ein Pulverdiagramm von Steinsalz mit ausgeprägter Faserstruktur nach (100), vgl. Fig. 1, wie bereits früher vom Verfasser beschrieben wurde[1]). Dieses Interferenzbild ist im allgemeinen unabhängig vom Azimut, d. h. wird die Fläche in sich gedreht, so bleibt die Intensitätsverteilung auf den Ringen erhalten. Hieraus schließen wir folgendes: Der Einkristall wird durch die Bearbeitung in einzelne Kristallite aufgebrochen. Ihre Dimensionen unterschreiten eine gewisse Größe (50 AE) nicht, da die Ringschärfe mit länger dauernder Bearbeitung nicht geringer wird (im Gegensatz zu den Metallen). Die einzelnen Kristallite liegen, wie aus der Textur zu entnehmen ist, mit der Würfelfläche auf der Oberfläche, mit einer Streuung von maximal etwa $\pm 25°$, sind jedoch um die Flächennormale regellos verteilt, daher die Unabhängigkeit des Interferenzbildes vom Azimut.

Bei der Untersuchung der polierten Würfelflächen traten merkwürdige Anomalien bei Änderung der Einstrahlrichtung auf: einmal ergaben sich Aufnahmen mit starker Faserstruktur, andere Bilder hingegen zeigten gleichmäßig geschwärzte Ringe, jedoch einen Ausfall gewisser Interferenzringe. Der Grund für diesen Wechsel im Aussehen zeigte sich schließlich in der Art der Bearbeitung: Wird der Kristall während der Politur in einem großen Kreis auf der Seide bewegt, so sah man im allgemeinen Interferenzbilder, wie sie Fig. 1 zeigt. Wurde der Kristall dagegen geradlinig hin- und herbewegt, so ergeben sich in Polierrichtung [(100) Richtung] Aufnahmen nach Art eines Drehkristalldiagramms (Drehachse in der Oberfläche, senkrecht zur Polierrichtung) (Fig. 2), senkrecht dazu keine Textur, jedoch Fehlen von (111), (311), (222) u. a., Fig. 3. Führt man schließlich den Kristall nur in einer Richtung über die Seide und hebt ihn auf dem Rückweg ab, so gibt Fig. 4 das Bild senkrecht zur Polierrichtung wieder, in Polierrichtung beobachtet man wieder Fig. 2.

Diese Beobachtung bestätigt den oben angedeuteten Aufbau polierter Steinsalzflächen aus kleinen, orientierten Würfeln:

1. Wird der Kristall in einer Richtung über die Unterlage gestrichen, so verkanten die Kristallite der Oberfläche (Fig. 5) und die Inten-

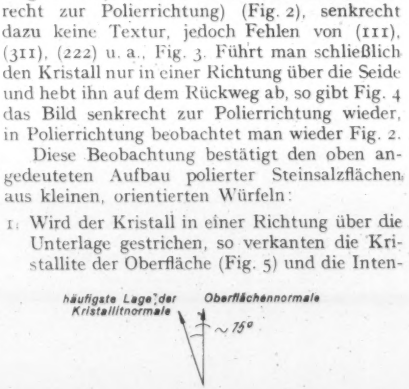


Fig. 5. Lage der Kristallite beim Polieren in einer Richtung. Der Pfeil gibt die Bewegung des Kristalls während des Polierens wieder. Durch die einseitige Bearbeitung tritt eine Verkantung der Kristallkörner ein, wodurch das unsymmetrische Interferenzbild der Fig. 4 entsteht.

1) Zeitschr. f. Phys. **86**, 96, 1933.

sitätsverstärkung auf den Ringen der Fig. 1 wird unsymmetrisch, vgl. Fig. 4. Die mittlere Verkantung beträgt etwa 15°, man sieht aber, daß alle übrigen Lagen, wenn auch weniger häufig, vorkommen. Die Aufnahme senkrecht zur Polierrichtung gibt also über die Lagenverteilung der Körner Aufschluß. Das Zurücktreten der Ringe (111), (311), (222) usw. deutet darauf hin, daß die Kippung der Kristallnormalen quer zur Polierrichtung (aus der Papierebene der Fig. 5) unbedeutend ist, so daß diese Ebenen nicht in Reflexionsstellung kommen. Man entnimmt die Größe der Kippung dem Interferenzbild, welches in Richtung der Polierbewegung aufgenommen ist, und zwar aus der Breite der Reflexe auf den Ringen. Sie beträgt etwa 5–10°, hängt allerdings stark von Zufälligkeiten der Bearbeitung ab.

2. Wird der Kristall hin- und herbewegt, so nehmen die Würfel der Fig. 5 alle Lagen nahezu gleichmäßig ein, weshalb bei Einstrahlung quer zur Polierrichtung die Ringe nahezu gleichmäßig geschwärzt sind. Dies ist daraus zu verstehen, daß die Verkantung, die bei der Hinbewegung eintritt, bei der Rückbewegung teilweise rückgängig gemacht und in die entgegengesetzte Richtung übergeführt wird. Auf diese Weise erhält das Interferenzbild in Polierrichtung (Würfelkante) (Fig. 2) den Charakter einer Drehkristallaufnahme um eine (100)-Achse. Zum Beispiel entstehen die drei Maxima auf dem zweiten Ring, (220), in folgender Weise: Das Maximum über dem Primärfleck, wenn die Ebene (110), die Maxima rechts und links[2]), wenn (100) parallel zur Oberfläche liegt. Im letzten Fall tritt auch die Verstärkung auf dem innersten Ring (200) auf. Die Kippung der Kristallitnormalen aus der Papierebene der Fig. 5 ist so gering, daß die Ebenen (111), (311) usw. in Fig. 3 nicht mehr in Reflexionsstellung kommen.
3. Wird der Kristall während der Bearbeitung im Kreise auf der Unterlage geführt, so haben wir ein Bearbeiten in einer Richtung vor uns, die sich während eines Umlaufes um 360° dreht, wodurch die azimutunabhängige Textur nach (100) entsteht.

b) (110)-Fläche

Die polierten Flächen von (110) und (111) zu untersuchen, hat deswegen Interesse, weil nach den Ergebnissen an der Würfelfläche die Frage entsteht, ob die genannten Flächen sich infolge der Bearbeitung mit einer Schicht Kriställchen bedecken, die entsprechend ihrer Würfelform mit ihren Würfelflächen parallel zur Oberfläche liegen, unabhängig von der Orientierung des darunterliegenden Kristalls, oder ob die Kriställchen eine Erinnerung an den darunterliegenden Mutterkristall behalten.

Die Interferenzbilder zeigen eine starke Abhängigkeit vom Azimut (vgl. Fig. 6, 7 und 8), so daß zu schließen ist, daß die bestrahlten Kriställchen nach dem darunter gelegenen Kristall orientiert sind[3]).

Die noch in Fig. 6–8 erkennbare, mehr oder weniger starke Reflexverbreiterung senkrecht zum Radius läßt auf eine Verwackelung der Kriställchen von mehreren Grad schließen. Es liegt daher nahe, sich die Oberfläche als eine Einkristallfläche vorzustellen, die durch die Bearbeitung in viele, wenig gegeneinander geneigte Kristalle aufgebrochen ist. Die Verkantung der Kriställchen hängt von der Qualität der Politur ab. Die Rauhigkeit der polierten Oberfläche ist auch hier hinreichend, um scharfe Interferenzen zu ergeben, d. h. die Höhe der durchstrahlten Kristallzacken beträgt mindestens 50–100 AE.

c) (111)-Flächen

Bei der Untersuchung von polierten (111)-Flächen zeigt sich gleichfalls wie bei (110), daß die Oberfläche von Kriställchen bedeckt ist, die die Orientierung nach dem Mutterkristall behalten haben, wie aus der Azimutabhängigkeit der Interferenzbilder (vgl. Fig. 9 und 10) folgt. Infolge der ausgeprägten Spaltbarkeit nach (100)

2) Das linke Maximum ist in der Reproduktion kaum sichtbar.

3) Die Indizierung der Reflexe der Fig. 6, 7 und 8 ist folgende:

Fig. 6: $(h_1 h_1 0) + (00 h_2) = (h_1 h_1 h_2)$

	660	662	
h_1	551		553
↑ 440		442	
	331		333
220		222	
	111		113
000		002	
		→ h_2	

Fig. 7: $(h_1 h_1 0) + (\bar{h}_2 h_2 0) = (h_1 - h_2 h_1 + h_2 0)$

	660	480	
h_1	460		280
↑ 440		260	
	240		060
220		040	
	020		240
000		220	
		→ h_2	

Fig. 8: $(h_1 h_1 0) + (h_2 \bar{h}_2 2 h_2) = (h_1 - h_2 h_1 - h_2 2 h_2)$

	660	844	
h_1	642		826
440		624	
	422		606
220		404	
	202		426
000		224	
		→ h_2	

ist es wahrscheinlich, daß die Oberfläche mit dreieckigen Pyramiden, den auf die Spitze gestellten Würfeln, belegt ist, die bei Bestrahlung mit Elektronen durchstrahlt werden. Durch elektronenmikroskopische Beobachtungen konnte diese Vermutung bestätigt werden (vgl. Teil III).

Poliert man härtere Stoffe als Steinsalz, z. B. die Spaltfläche von Lithiumfluorid, Calciumfluorid oder Kalkspat, so ist die Störung des Einkristalls durch die Bearbeitung geringer, d. h. das Interferenzbild einkristallähnlicher, poliert man weichere Substanzen, wie z. B. Kaliumbromid, so ist die Textur des Debye-Scherrer-Diagramms weniger ausgeprägt als bei Steinsalz[4]). Es werden somit die früheren Ergebnisse des Verfassers (l. c.) bestätigt[5]), die zeigten, daß durch mechanische Bearbeitung auf Isolatoren das Entstehen einer flüssigkeitsähnlichen oder feinstkristallinen Schicht, wie sie unter gleichen Bedingungen auf Metallen entsteht, nicht zu beobachten ist.

Zusammenfassung: Bei der Politur einer Steinsalzoberfläche wird, von der Würfelfläche abgesehen, der „Polierstaub" vollkommen entfernt und der Mutterkristall freigelegt. Allerdings ist die Oberfläche durch die Bearbeitung in viele kleine Kriställchen aufgebrochen, die entsprechend der Spaltbarkeit nach (100) aus kleinen Würfeln bestehen, die gegeneinander um geringe Winkel je nach dem Grade der Politur verwackelt sind. Die Oberfläche stellt also einen schlechten „Mosaikkristall" dar. Ein Vordringen in ungestörte Schichten ist nicht möglich, da die Bearbeitung die „Mosaikstruktur" zwangsläufig hervoruft. Anders verhält sich die Spaltfläche. Hier ist der Halt der bei der Bearbeitung entstehenden Würfelkriställchen an ihrer Unterlage so gering, daß sie durch die kreisende Bearbeitung um die Oberflächennormale gedreht werden und die azimutunabhängige Textur liefern. Im Fall der (110)- und (111)-Flächen wird die Drehung der Würfelkriställchen, deren Begrenzungen nicht mehr parallel zur Oberfläche liegen, durch Verhakung auf der rauhen Auflage verhindert, so daß der einkristallähnliche Charakter der Interferenzbilder entsteht.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen am 14. Oktober 1944)

4) Über diese Ergebnisse an anderen Isolatoren wird Herr Dr. K.-H. Leise berichten.

5) Vgl. auch H. G. Hopkins, Phil. Mag. **21**, 820, 1936.

Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen

Teil II:

Untersuchung wasser- und wärmebehandelter Steinsalzoberflächen mittels Elektroneninterferenzen

Von H. Raether

(Mit Tafel X)

Einleitung

Es ist bekannt, daß eine polierte oder geschliffene Steinsalzfläche stärker hygroskopisch ist als eine Spaltfläche. Da jedoch für die Herstellung von Linsen und Prismen das Steinsalz geschliffen und poliert werden muß, war man bestrebt, diese bearbeiteten Oberflächen zu „vergüten", d. h. ihnen die hygroskopische Widerstandsfähigkeit einer Spaltfläche wieder zu verleihen. Von der Firma C. A. Steinheil Söhne, München, werden zwei Verfahren angewendet, die Steinsalzoberfläche zu vergüten, die Wasserbehandlung und die Wärmebehandlung.

Methode 1:

Wasserbehandlung der Flächen

Die polierte Steinsalzfläche wird, nachdem sie einige Zeit in wasserdampfgesättigter Atmosphäre gelegen hat und oberflächlich gelöst worden ist, in trockene Luft zurückgebracht. Bei Verwendung einer Würfelfläche als Ausgangsfläche entsteht eine glatte, durchsichtige Fläche, die eine der Spaltfläche ähnliche hygroskopische Widerstandsfähigkeit besitzt, in anderen Fällen, z. B. bei Verwendung einer (110)- oder (111)-Fläche oder einer rund geschliffenen Oberfläche entstehen matte Flächen. Da das Verfahren nur bei der Würfelfläche einigermaßen optisch brauchbare Flächen liefert, ist es für die Praxis ungeeignet.

Methode 2:

Wärmebehandlung der Flächen

Die polierte Fläche wird für mehrere Stunden auf eine Temperatur von etwa 500° C gebracht. Es entsteht unabhängig von der Orientierung der Ausgangsflächen, also auch an einer gekrümmten Ausgangsfläche, eine spiegelglatte,

optisch einwandfreie Oberfläche, die ebensowenig hygroskopisch wie eine Spaltfläche ist.

Um die Wirkung dieser Behandlungen auf die verschiedenen Steinsalzoberflächen [(100), (110), (111)] bezüglich Kristallstruktur (Rekristallisation) und Rauhigkeit zu untersuchen, wurden sie mit Elektroneninterferenzen (streifender Einfall) untersucht. Die Flächen wurden teils von der Firma C. A. Steinheil Söhne, München, hergestellt, teils nach deren Angaben angefertigt.

Ergebnisse

a) Wasser- und wärmebehandelte (100)-Flächen

Es liegt die Vermutung nahe, daß beide Behandlungsarten zu einer Rekristallisation der (polierten) Oberfläche führen. Über den Grad ihrer Rekristallisation entscheidet der Vergleich ihres Interferenzbildes mit dem einer Spaltfläche. Fig. 1 zeigt ein Reflexionsbild einer wärmebehandelten Würfelfläche (das Interferenzbild der Ausgangsfläche gibt Fig. 1 in Teil I wieder), das von dem einer Spaltfläche nicht zu unterscheiden ist, vor allem in der Schärfe der Kikuchilinien[1]). Da diese Linien bei Drehung des Kristalls mitwandern, kann man aus ihrer Breite schließen, daß innerhalb des Strahlquerschnitts gelegene, benachbarte Kristallbereiche höchstens um etwa 2′ gegeneinander verwackelt sind, d. h. daß die Oberfläche sehr einheitlich ist. Wasserbehandelte Flächen hingegen zeigen im allgemeinen unschärfere Kikuchilinien. Der Grund hierfür ist vermutlich in dem raschen Wachstum der Flächen während des Trocknens zu suchen, wodurch eine geringere Einheitlichkeit der Oberfläche erzielt wird als bei wärmebehandelten.

Außer der Güte der Rekristallisation interessiert die Frage nach der Glätte der Oberfläche. Hierüber gibt das Interferenzbild insofern Auskunft, als eine „Durchstrahlungsaufnahme" (Durchtritt des Elektronenstrahls durch hervorstehende Zacken) auf eine rauhe Oberfläche, eine „Reflexionsaufnahme", deren Interferenzpunkte infolge Brechung nach kleineren Winkeln verschoben sind, auf eine solche atomarer Ebenheit hindeutet[2]).

Im Falle Steinsalz ist jedoch eine Verschiebung der Reflexe nach kleineren Winkeln auch infolge Aufladung der isolierenden Oberfläche möglich. Es zeigte sich nämlich an Aufnahmen polierter Flächen, daß der Primärfleck, welcher nachträglich auf die Platte photographiert wird, nicht immer im Mittelpunkt der Ringe liegt, sondern näher am Interferenzbild zu liegen kommen kann, mithin die Reflexe nach kleineren Winkeln verschoben erscheinen. Aus dem Charakter des Interferenzbildes (Pulverringe mit Textur) ging jedoch eindeutig hervor, daß es in Durchstrahlung zustande kommt; vor allem spricht dafür, daß die Differenz der Radien, also z. B. $a_{400} - a_{200}$, $a_{600} - a_{400}$ usw., genau gleich sind. Diese Tatsache zeigt, daß eine Aufladung das Interferenzbild in seinen gegenseitigen Abständen unverändert, d. h. unverzerrt läßt.

Die Beobachtung des Interferenzbildes behandelter Flächen hingegen zeigt, daß deren Aufladung, erkenntlich an der Bewegung des Leuchtschirmbildes bei Drehung der Kristalloberfläche in sich (Änderung des Azimuts) seltener als bei polierten Flächen ist und von gleicher Häufigkeit wie etwa an Spaltflächen[3]). Es wurden daher eine Reihe von Aufnahmen an behandelten (100)-Flächen hergestellt, an denen nach vorhergehenden Leuchtschirmbeobachtungen der Einfluß der Aufladung nicht zu beobachten war. An ihnen konnte eine Verschiebung der Reflexe nach kleineren Winkeln gemessen werden und daraus der Wert des inneren Potentials zu etwa 10 Volt bestimmt werden, wie er an Spaltflächen bereits gefunden wurde, vgl. Anm. 1. Tabelle I zeigt ein Beispiel einer Meßreihe:

Tabelle I

Abstände (a) der (600)- bzw. (400)-Reflexe vom Primärfleck

a_{600}	a_{400}
18,4 mm	9,5 mm
18,0 mm	10,4 mm
18,2 mm	10,0 mm
18,0 mm	9,8 mm
18,8 mm	10,5 mm
Mittel: 18,3 mm	10,0 mm
a_0: 21,0 mm	14,0 mm
V: 10,5 Volt	11,5 Volt

a_0 ist der aus der horizontalen Entfernung der Reflexe ermittelte, vom inneren Potential V unbeeinflußte Abstand. Aus der Verschiedenheit der Werte a und a^0 wird mit Hilfe der Gleichung $V = \frac{150\, n^2}{4\, d^2}\left(1 - \left(\frac{a}{a^0}\right)^2\right)$ das innere Potential berechnet. Daß in diesen Fällen die Aufladung keine Rolle spielte, geht auch aus einem Vergleich der Reflexabstände parallel und senkrecht

1) Vgl. H. Raether, Zeitschr. f. Phys. **78**, 532, 1932, Abb. 6.

2) Vgl. die Zusammenstellung in der Arbeit von W. Kranert, K.-H. Leise und dem Verfasser, Zeitschr. f. Phys. **121**, 248, 1944.

3) An rauhen Flächen isolierender Substanzen, wie sie polierte und geschmirgelte Flächen darstellen, ist die Erscheinung der Aufladung erfahrungsgemäß häufiger zu beobachten als an glatten (gewachsenen) Oberflächen.

zur Oberfläche hervor. An einer größeren Zahl von Aufnahmen wurde gemessen:

$a_{800} - a_{600} = 8$ mm $\quad V = 10$ Volt
$a_{600} - a_{400} = 8{,}3$ mm $\quad V = 7$ Volt
$a^0_{200} = 7$ mm

Die Verschiedenheit von $a_{800} - a_{600}$ und $a_{600} - a_{400}$ von a^0_{200} deutet auf die Wirkung eines inneren Potentials, dessen Wert angegeben ist. Eine Verzerrung des Interferenzbildes durch Aufladung findet nach dem oben Gesagten nicht statt.

Die gleichen Ergebnisse wurden an wasserbehandelten (100)-Flächen erhalten, so daß wir durch beide Behandlungsarten im Endstadium zu einer Oberfläche gelangen, die von einer (100)-Netzebene begrenzt ist. Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit den Vorstellungen über Wachstum und Auflösung von Steinsalzkristallen, wie in der Diskussion näher ausgeführt wird.

Die Begrenzung der Oberfläche durch eine Netzebene ist jedoch nicht durchweg das Resultat der Wärme- oder Wasserbehandlung, da die Verschiebung der Reflexe nach kleineren Winkeln nicht immer gefunden wurde. In diesen Fällen entstehen die Interferenzen offenbar in Durchstrahlung hervorstehender Zacken, die als Folge einer noch nicht ausreichenden Behandlung stehen geblieben sind. Die elektronenmikroskopische Beobachtung bestätigt diesen Befund (vgl. Teil III, Fig. 5 und 4 sowie 8).

b) Wasser- und wärmebehandelte (110)- und (111)-Flächen

Von besonderem Interesse war die Struktur derjenigen behandelten Steinsalzflächen, nach denen der Kristall nicht spaltet, nämlich die (110)- und (111)-Flächen. Man wird ebenfalls eine Rekristallisation der Flächen erwarten, wobei jedoch noch offensteht, ob die behandelte Oberfläche von einer Netzebene der angeschnittenen Fläche gebildet wird, oder ob sie von (100) begrenzten Kristallen besetzt ist.

Wasserbehandelte Flächen: Die wasserbehandelten (110)- und (111)-Flächen sind im Gegensatz zu den wärmebehandelten und polierten Flächen matt. Die Interferenzbilder zeigen die gleichen Kreuzgitterbilder, wie sie an polierten Flächen in den verschiedenen Azimuten beobachtet worden waren, jedoch sind die Interferenzflecke kaum noch senkrecht zur Verbindungslinie Reflex–Primärfleck verbreitert, sondern sind nahezu rund, zum Teil senkrecht zur Oberfläche verlängert. Zusammen mit den häufig auftretenden Kikuchilinien wechselnder Schärfe erhält man also den Eindruck eines Einkristallinterferenzbildes, wie wir es von der Durchstrahlung von Einkristallen her kennen. Ihre Entstehung in Durchstrahlung wird dadurch sichergestellt, daß die Abstände der Reflexe durch eine Brechungswirkung nicht verändert sind.

Fig. 2 zeigt typische Interferenzbilder wasserbehandelter (111)-Flächen; entsprechend behandelte (110)-Flächen geben ähnliche Bilder, auf denen zum Teil wesentlich schärfere Kikuchilinien zu beobachten sind.

An (110)-Flächen im besonderen fiel auf, daß bei Einstrahlung längs der Würfelkante das Interferenzbild meist nur allgemeine Streuintensität aufwies und erst nach geringem Herausdrehen des Kristalls aus dieser Richtung eine größere Zahl von Reflexen auftrat. Offenbar liegen in dieser Richtung ungünstige Durchstrahlungsbedingungen vor, wie elektronenmikroskopische Aufnahmen bestätigten. Es zeigte sich nämlich eine dachartige Struktur der wasserbehandelten Oberfläche, wobei die Dächer aus Würfeln gebildet werden, die um 45° gegen die Oberfläche geneigt sind. Wird längs dieser Dachfirste eingestrahlt, so ist eine Durchstrahlung von Kristallstücken weniger wahrscheinlich als senkrecht dazu. Eine wahre Reflexion an den Dächern selbst, d. h. an den unter 45° zur Oberfläche liegenden (100)-Ebenen, wurde nicht beobachtet.

Über den Oberflächenzustand einer wasserbehandelten Fläche können wir mithin folgende Aussagen machen: Wie bei den polierten Steinsalzoberflächen entstehen die Interferenzen bei Durchstrahlung von Kristallzacken, die jedoch als Teile des ungestörten Einkristalls aufzufassen sind und nicht als Kanten von aus dem Mutterkristall herausgebrochener gegeneinander um mehrere Grad geschwenkter Würfel. Durch den oberflächlichen Lösungsprozeß hat also eine Ausheilung der Fläche stattgefunden, d. h. der Einkristall wird bis an die Oberfläche hin ungestört fortgesetzt. Die Oberfläche ist keine Netzebene, sondern eine elektronenoptisch rauhe Fläche. Die Frage, ob die Begrenzung dieser Kristallzacken (100)-Flächen sind, wie es naheliegt, läßt sich nicht mittels Elektroneninterferenzen entscheiden. Um hierüber Auskunft zu erhalten, wurden die Oberflächen im Elektronenmikroskop nach dem Abdruckverfahren untersucht und diese Vermutung bestätigt, vgl. Teil III.

Wärmebehandelte Flächen: Das optische Aussehen der wärmebehandelten Flächen läßt auf sehr glatte Oberflächen schließen. Es war daher von besonderem Interesse, zu untersuchen, in welchem Maße die Rekristallisation durch Temperung zu einer Glättung der Oberfläche führt.

Tabelle II.
Werte des inneren Potentials von (110)-Flächen

	(440)	(660)	(440)	(660)	(440)	(440)	(660)	(440)	(660)
a (mm)	17,5	28,5	17,5	27,5	18,0	18,0	28,5	17,8	28,5
a° (mm)	20,0	30,0	19,8	29,7	19,6	20,0	30,0	20,0	30,0
V (Volt)	9,0	8,6	8,5	12,0	9,5	7,7	8,6	8,0	8,6

a: gemessener Abstand des Reflexes (440) bzw. (660); a°: Sollabstand für $V = 0$, berechnet aus dem horizontalen Abstand des Reflexes.

Die an den wärmebehandelten (110)- wie (111)-Flächen erhaltenen Interferenzaufnahmen zeigen Fig. 3 und 4. Die Form der Reflexe und die Schärfe der Kikuchilinien sowie das Auftreten von Kikuchibändern deutet auf ihre Entstehung an einem gut ausgebildeten Einkristall hin. Es hat also gegenüber dem Ausgangszustand, vgl. Fig. 6, 8, 9 und 10 in Teil I, eine sehr weitgehende Rekristallisation stattgefunden. Vor allem interessant ist jedoch die Tatsache, daß an einer größeren Zahl von Flächen eine Reflexverschiebung nach kleineren Winkeln infolge Brechung stattfindet. Tabelle II zeigt eine Meßreihe an Aufnahmen von wärmebehandelten (110)-Flächen.

Auf einen Einfluß der Aufladung der Fläche war bei diesen Aufnahmen in vorhergehenden Leuchtschirmbeobachtungen besonders geachtet worden. In gleicher Weise wie an (100)-Flächen konnte der Einfluß der Brechung auch an der Verschiedenheit der Reflexabstände ($a_{380}-a_{660}$), ($a_{660}-a_{440}$) und a^0_{220} erkannt werden. An (111)-Flächen wurden gleiche Ergebnisse erhalten.

Die Oberflächen sind also durch die Temperung elektronenoptisch glatt geworden, sie haben die atomare Glätte einer Spaltfläche erhalten. Die Tatsache, daß ein Teil der Aufnahmen diesen Brechungseffekt nicht zeigt, ist darauf zurückzuführen, daß u. a. infolge schlechter Politur der Ausgangsfläche durch die Wärmebehandlung eine ausreichende Einebnung der starken Rauhigkeiten nicht mehr erreicht werden konnte, vgl. a) S. 163.

Diskussion der Ergebnisse

Die eben mitgeteilten Ergebnisse sollen nun mit den Überlegungen verglichen werden, die von Kossel[4]) und Stranski[5]) über Wachstum und Auflösung von Steinsalzkristallen angestellt worden sind. Hiernach ist das Hervortreten der Würfelflächen an wasserbehandelten Oberflächen von Steinsalz verständlich: Ist eine beliebige Steinsalzfläche von einer nur wenig übersättigten Lösung umgeben, so wird das Wachstum an denjenigen Stellen erfolgen, wo die maximale Energie pro Anlagerung eines Bausteines frei wird. Dies führt auf Grund der oben zitierten Überlegungen — falls man nicht gerade von einer Würfelfläche ausgeht — zur Ausbildung von Treppen mit Würfelflächenbegrenzungen, wobei die größeren Stufen auf Kosten der kleineren wachsen, wodurch eine zunehmende Vergröberung der Zacken eintritt.

Diese Voraussetzungen liegen bei der Wasserbehandlung der Steinsalzflächen vor: Verdunstet die Wasserschicht, welche zur Behandlung der Fläche aufgebracht worden ist, so wird die Lösung übersättigt und es setzt das Wachstum der (100) begrenzten Zacken ein, vgl. Fig. 5. So

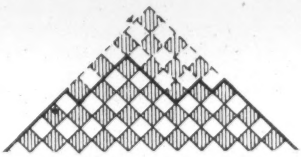


Fig. 5. Erhöhung der Rauhigkeit durch Wachstum der (100)-Flächen.

entstehen die Oberflächenstrukturen an (110)- und (111)-Flächen, wie sie die elektronenmikroskopische Beobachtung zeigt (vgl. Teil III).

Anders liegen die Verhältnisse bei der Temperung der polierten Steinsalzoberflächen. Hier werden zuerst diejenigen Bausteine der Oberfläche abdampfen, die im Vergleich zu allen anderen die geringste Abtrennarbeit haben, das sind im allgemeinen die an den Spitzen und Zacken gelegenen. Die verhältnismäßig hohe Temperatur des Kristalls bringt es mit sich, daß die Wahrscheinlichkeit der Ablösung dieser Bausteine so groß ist, daß sie an vielen Zacken zugleich einsetzt. Infolgedessen tritt eine Verringerung der Zackenhöhe ein, d. h. eine Glättung der Oberfläche. Diese Einebnung kann jedoch nur an einer Würfelfläche zur Entstehung einer vollständigen Netzebene als Begrenzung führen, in allen anderen Fällen entsteht höchstens eine „unvollständige, gleichmäßige Netzebene" als Fläche optimaler Glätte. Fig. 6 zeigt

4) W. Kossel, Nachr. Göttinger Ges., S. 135, 1927; Leipziger Vorträge, S. 1, 1928.

5) J. N. Stranski, Zeitschr. f. physik. Chemie **136**, 259, 1928; (B) **17**, 127, 1932, sowie J. N. Stranski und R. Kaischew, Zeitschr. f. physik. Chemie (B) **26**, 100, 1934.

eine solche unvollständige, gleichmäßige (110)-Fläche im Querschnitt.

Die Unvollständigkeit zeigt sich im Fehlen von Ionen (weißen Vierecken) zwischen den Zacken, ihre Gleichmäßigkeit in der gleichen Höhe aller Zacken. Würden auch noch die obersten Ionen in Fig. 6a abdampfen (weiße Vierecke), so entstünde eine vollständige (110)-Netzebene, Fig. 6b. Infolge der Abstoßungs-

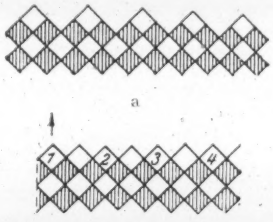


Fig. 6. Darstellung einer unvollständigen, gleichmäßigen (*a*) und einer vollständigen (*b*) (110)-Fläche.

kräfte der die „vollständige" Netzebene bildenden Ionen ist diese Konfiguration nicht stabil; es wird spontan ein weißes Ion abdampfen (1), dem ein zweites (2) und drittes folgt, bis der stabile Zustand, Fig. 6a, wieder erreicht ist. Die gleichen Verhältnisse liegen an anderen Flächen [(111), (420) u. a.] vor.

Wenn auch nach diesen Betrachtungen höchstens eine unvollständige Netzebene die begrenzende Oberfläche bilden kann, so ist sie jedoch nach obigen Ergebnissen für den Elektronenstrahl hinreichend glatt, um eine Brechung der Elektronenwellen zu bewirken. Offenbar bedeutet das Fehlen jeweils eines Ions eine unmerkliche Aufrauhung der Oberfläche gegenüber einer vollständigen Netzebene, da vermutlich die äußere Ionenschicht, zumal sie nur zur Hälfte besetzt ist, von der darunterliegenden und entgegengesetzt geladenen hereingezogen wird.[6])

Diese starke Einebnung, die an beliebig angeschnittenen Steinsalzflächen vor sich geht, verbunden mit der Rekristallisation des Gefüges, hat aller Wahrscheinlichkeit nach das verringerte Angriffsvermögen des Wasserdampfes zur Folge. Die Spitzen und Kanten der oberflächlichen Kriställchen z. B. polierter Flächen bieten hingegen eine große Zahl von Anlösungsstellen und verursachen deren hygroskopische Eigenschaften.

6) Da nur die Normalkomponente des Impulses infolge des inneren Potentials an der Grenzschicht Vakuum-Kristall unstetig verläuft, ist für die obige Betrachtung die wahre Höhe der Rauhigkeit maßgebend und nicht die infolge des streifenden Einfalls stark verkürzte effektive „Zackenhöhe".

Zusammenfassung:

1. An der Würfelfläche führen beide Behandlungsarten, die Wasser- und die Wärmebehandlung (Temperung), zu einer Rekristallisation sowie zu einer Einebnung der Oberfläche. Bei der Temperung heilt die Fläche derart aus, daß sie von einer Spaltfläche im Interferenzbild nicht zu unterscheiden ist; weniger gut ist die wasserbehandelte rekristallisiert. In beiden Fällen deutet die im Interferenzbild beobachtete Brechung der Elektronenwellen auf eine elektronenoptische Glättung der Fläche.
2. An den (110)- wie (111)-Flächen führt die Wasserbehandlung zu einer Rekristallisation der Oberfläche in der gleichen Güte wie bei den (100)-Flächen (unscharfe Kikuchilinien). Die Oberfläche ist rauh und wird — auf Grund der Kossel-Stranskischen Theorie des Kristallwachstums — aus von (100)-Flächen begrenzten Elementen gebildet, an deren hervorstehenden Kanten die Einkristallinterferenzen in Durchstrahlung entstehen.
3. Die Temperung der polierten (110)- und (111)-Flächen stellt eine bessere Ausheilung des Einkristalls dar als die Wasserbehandlung, wie an der Schärfe der Kikuchilinien zu erkennen ist. Überraschend ist die Einebnung der Oberfläche bis zur elektronenoptischen Glätte, die als Folge einer bevorzugten Verdampfung der hervorstehenden Teile der Oberfläche zu verstehen ist.

Die vorliegende Arbeit, Teil I und II, wurde im Physikalischen Institut der Universität Jena angefertigt. Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff habe ich für die Bereitstellung der Institutsmittel zu danken und Herrn Prof. Dr. J. N. Stranski (Breslau) für anregende Diskussionen. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W. Rollwagen und Herrn Dr. A. Hammer (Firma Steinheil Söhne, München) für die ständige und vielseitige Unterstützung meiner Versuche.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen am 14. Oktober 1944)

Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen

Teil III: Elektronenmikroskopische Untersuchung von behandelten Steinsalzflächen

Von H. Mahl und H. Raether

(Mit Tafeln XI und XII)

Die Ergebnisse, die in den beiden vorangehenden Teilen über die Struktur polierter, wasser- und wärmebehandelter Steinsalzflächen aus Elektroneninterferenzen entnommen worden waren, sollen im folgenden durch elektronenmikroskopische Beobachtungen ergänzt werden. Nach Überlegungen, in denen der eine von uns die Aussagemöglichkeiten der Elektroneninterferenzen und der elektronenmikroskopischen Beobachtung verglichen hatte[1]), kann eine im Übermikroskop nach dem Abdruckverfahren[2]) als glatt (kontrastlos) befundene Oberfläche noch eine submikroskopische Rauhigkeit von mindestens 100 ÅE besitzen. Vorderhand wird darum z. B. das Ergebnis der Interferenzversuche, daß eine gut getemperte Steinsalzfläche eine elektronenoptische Glätte ähnlich einer Spaltfläche besitzt, durch elektronenmikroskopische Verfahren nicht bestätigt oder vervollständigt werden können. Hingegen sind ergänzende Aussagen in der Frage zu erwarten, ob z. B. Erhebungen auf wasserbehandelten oder polierten Flächen von Würfelflächen begrenzt werden. Voraussetzung hierzu ist selbstredend, daß die Rauhigkeit so groß ist, daß sie in den elektronenmikroskopischen Auflösungsbereich fällt.

Für die übermikroskopische Abbildung der Steinsalzflächen, die teils von der Firma Steinheil Söhne, München, teils nach dem von der eben genannten Firma angegebenen Verfahren im Physikalischen Institut der Universität Jena[3]) angefertigt worden waren, wurde das Abdruckverfahren verwendet. Hierzu wurde eine Aluminiumschicht unter einem Winkel von 20–40° gegen die Oberfläche aufgedampft, die infolge der Oberflächenunebenheiten ausgeprägte Dickenunterschiede aufweist. Die Beobachtung des Abdruckfilmes, der im Wasser von der Steinsalzunterlage abgelöst wird, im Durchstrahlungsmikroskop zeigt starke, die Struktur der Rauhigkeit wiedergebende Kontraste. Die plastisch wirkenden Bilder erwecken den Eindruck einer schräg beleuchteten Oberfläche mit ausgeprägten Glanzlichtern und Schlagschatten. Aus der Länge der Schatten (helle Stellen) lassen sich unter Berücksichtigung des Aufdampfwinkels auch Aussagen über die Größe der Rauhigkeiten, d. h. die Höhe der Kristallzacken und Tiefe der Täler angeben, worüber die Interferenzmethode nichts auszusagen vermag, da die Elektronen infolge ihres streifenden Einfalls nur die obersten Spitzen der Fläche abtasten. Die Beobachtung und Aufnahme der übermikroskopischen Abdruckbilder erfolgte teils im Forschungsinstitut der AEG. (Mahl) mit dem elektrostatischen AEG.-Übermikroskop nach Mahl (Fig. 1, 2, 3, 4, 6a, 8), teils im Laboratorium für Übermikroskopie der Siemens & Halske AG. (Raether) mit dem magnetischen Siemens-Übermikroskop nach Ruska und v. Borries (Fig. 5, 6b, 7a und b, 9).

1. Untersuchung der polierten Steinsalzoberflächen

Die Abdruckbilder der polierten Steinsalzwürfelflächen zeigen im allgemeinen eine unregelmäßige Struktur, vgl. Fig. 1. Aus den vielfach erkennbaren, rechteckigen Bruchrändern (in Fig. 1 rechts oben) ist zu entnehmen, daß die herausgerissenen Kriställchen von Würfelflächen begrenzt sind. Das Fehlen einer regelmäßigen Struktur ist in Einklang mit dem Ergebnis der Interferenzbeobachtung, daß die Würfelkriställchen in den obersten Schichten polierter (100)-Flächen regellos um die Flächennormale verteilt sind. Im Gegensatz hierzu steht das Aussehen polierter (110)- und (111)-Oberflächen. Bei polierten (110)-Flächen entstehen dachähnliche Strukturen, die erkennen lassen, daß Würfelkriställchen um etwa 45° gegen die Oberfläche geneigt sind und Würfelkanten die Dachfirste bilden (Fig. 2). Die polierten (111)-Flächen zeigen dementsprechend kleine dreiseitige Pyramiden, d. h. auf der Spitze stehende Würfel (Fig. 3). Dabei ist häufig eine Würfelecke durch die Oktaederfläche abgestumpft.

Die Aufnahmen zeigen also, daß nach der Politur der verschiedenen Steinsalzflächen immer eine sehr merkliche Rauhigkeit mit Würfelstruktur erhalten bleibt, die dadurch zustande kommt, daß bei der Bearbeitung infolge der großen Spaltbarkeit nach (100) mehr oder weniger regelmäßige, würfelflächenbegrenzte Kriställchen aus dem Mutterkristall herausgebrochen werden[4]). Je nach der Lage der

1) H. Raether, Zeitschr. f. Phys., im Druck.
2) Vgl. z. B. H. Mahl, Naturwiss. **30**, 207, 1942 (mit ausführlichen Literaturangaben).
3) Herr Dr. K. H. Leise hat hierbei in dankenswerter Weise geholfen.
4) Ein ähnliches Verhalten konnte der eine von uns (Mahl) auch an geschmirgelten Steinsalzspaltflächen beobachten. Vgl. H. Mahl, Zeitschr. f. techn. Phys. **22**, 33, 1941, Abb. 8.

Schnittfläche zum Mutterkristall zeigen die würfelflächenbegrenzten Bruchlücken eine charakteristische Neigung zur Oberfläche und erzeugen damit eine typische Struktur dieser Oberfläche. Die Abstumpfung der Würfelecken durch Oktaederebenen, wie sie an polierten (111)-Flächen beobachtet wird, ist vielleicht auf eine Abgleitung der (111)-Ebene unter dem Druck der Bearbeitung zurückzuführen. Die Auswertung der zugehörigen Interferenzaufnahmen (Pulverdiagramme mit ausgeprägter Faserstruktur), die diese Resultate der elektronenmikroskopischen Beobachtung erwarten lassen, wird somit bestätigt, wobei allerdings im Auge zu behalten ist, daß die für die Interferenzen maßgebende Kristallgröße mindestens etwa eine Größenordnung unter der auf vorliegenden Bildern erkennbaren Kristallgröße liegt.

Ergänzend sei noch erwähnt, daß die Polierstrukturen sofort verschwinden, wenn die Proben feucht werden, z. B. durch Anhauchen. Nach dem Trocknen der beschlagenen Probenoberflächen zeigen diese eine ausgeprägte Ätzstruktur mit schön ausgebildeten Ätzfiguren, vgl. Fig. 4. Näheres siehe im Abschnitt 2 (wasserbehandelte Flächen).

2. Wasserbehandelte Flächen

Die Untersuchung der (100)-Flächen ergab kontrastlose Aufnahmen, wie sie auch getemperte Flächen (vgl. z. B. Fig. 8) liefern. Ab und zu konnte, offenbar als ein Vorstadium der endgültigen Ausglättung, eine Struktur der Fläche, wie sie Fig. 5 zeigt, erhalten werden, wobei besonders die abgerundeten Ecken charakteristisch sind. Wird die Wasserbehandlung nur sehr kurz durchgeführt, z. B. durch Anhauchen der polierten Fläche, so wird das Zusammenwachsen der Oberfläche zu einer größeren gleichmäßigen Würfelfläche verhindert, und es bleibt ein Anfangsstadium des Wachstums erhalten, wie es in Fig. 4 gezeigt ist. Im Gegensatz hierzu sind wasserbehandelte (110)- und (111)-Flächen sehr rauh, so daß in manchen Fällen die Struktur schon lichtmikroskopisch zu erkennen ist. Die (110)-Fläche (Fig. 6a und b) zeigt Dächer, d. h. auf den Würfelkanten stehende Kristalle, die (111)-Fläche hingegen läßt an den dreiseitigen Pyramiden die auf der Spitze stehenden Würfel erkennen (Fig. 7). Die Begrenzung der Kristalle wird jeweils von (100)-Flächen gebildet. Teilweise sind auch Oktaederflächen ausgebildet (vgl. Fig. 7b). Letzteres wurde auch von H. Morgenstern[5]) an makroskopischen Kristallen beim Wachstum von Steinsalzkugeln in wäßriger Lösung beobachtet. Wachstumsbetrachtungen[6]) ergeben zwar (vgl. auch Teil II, Diskussion), daß die (100)-Fläche die Gleichgewichtsfläche darstellt. Es scheint jedoch, daß es nicht möglich ist, die hier sichtbare Oktaederfläche (die übrigens teilweise auch an wasserbehandelten (110)-Flächen auftritt), als aus (100) begrenzten Elementen aufgebaut zu denken, deren Größe unter der Auflösungsgrenze des Übermikroskops liegt, da die Abdruckbilder stets glatt ausgebildete (111)-Flächen zeigen, so daß die Erklärung ihres Auftretens offenbleibt.

Die Wasserbehandlung ätzt also den Kristall an, wobei vorzugsweise die (100)-Flächen ausgebildet werden. An Würfelflächen entstehen daher durch die Wasserbehandlung glatte Flächen, an (110)- und (111)-Ebenen rauhe Flächen. Die zugehörigen Interferenzbilder sind im erstgenannten Fall (Würfelfläche)-Reflexionsbilder. Aus der Mitwirkung der Brechung ist zu schließen, daß die wasserbehandelten Würfelflächen im Endstadium Flächen atomarer Glätte sind. An den (110)- und (111)-Flächen hingegen entstehen Interferenzbilder infolge Durchstrahlung der Würfelkanten. In beiden Fällen zeigte der Einkristallcharakter der Interferenzbilder die nahezu vollständige Rekristallisation der Oberfläche an.

3. Wärmebehandelte Oberflächen

Die Abdrücke der getemperten (100)-, (110)- und (111)-Flächen zeigen durchweg ein kontrastloses Bild, auf dem, abgesehen von der durch das Kristallkorn des Aluminiumfilmes gegebenen Struktur, im Falle unzureichender Behandlung eine Reststruktur der Ausgangsfläche zu erkennen ist (Fig. 8). Die Oberflächen haben elektronenmikroskopisch den gleichen Rauhigkeitsgrad wie eine Spaltfläche (Fig. 9). Infolge des heute erreichten Auflösungsvermögens kann jedoch diese elektronenmikroskopische Glätte noch an einer elektronenoptisch sehr rauhen Fläche beobachtet werden (siehe oben), so daß über die Einebnung der Oberfläche letzten Endes die Elektroneninterferenzen entscheiden. Diese ergeben (vgl. Teil II), daß auch die getemperten Flächen eine elektronenoptische Glätte ähnlich der einer Spaltfläche annehmen können.

Zusammenfassung: Mit Hilfe des Abdruckverfahrens zur übermikroskopischen Oberflächenabbildung werden polierte, mit Wasser geätzte und getemperte Steinsalzoberflächen untersucht. Eine optisch einwandfreie Politur an (100)-, (110)- und (111)-Flächen zeigt elektronen-

5) H. Morgenstern, Zeitschr. f. Kristallogr. (A) **100**, 221, 1938.

6) W. Kossel, Leipziger Vorträge 1928; J. N. Stranski, Zeitschr. f. physik. Chemie **136**, 259, 1928.

mikroskopisch noch eine merkliche Rauhigkeit. Ihre Struktur deutet darauf hin, daß durch die Bearbeitung (100) begrenzte Kriställchen aus dem Mutterkristall herausgerissen werden, so daß sich die verschiedenen Flächen in charakteristischer Weise unterscheiden. Mit Wasser geätzte (100)-, (110)- und (111)-Oberflächen zeigen, daß bei dieser Behandlung vorzugweise die (100)-Flächen entwickelt werden; es tritt jedoch häufig auch die (111)-Ebene als Kristallbegrenzung auf. Die Rauhigkeit der Oberfläche wird hierbei so beträchtlich, daß die (110)- und (111)-Flächen optisch matt werden. Durch Wärmebehandlung der polierten Flächen unter den in Teil II angegebenen Bedingungen verschwindet deren Rauhigkeit vollkommen, und es entsteht eine Fläche von der elektronenmikroskopischen Glätte einer Spaltfläche. Das elektronenmikroskopische Bild zeigt, abgesehen von der Struktur des Abdruckfilmes, keine Kontraste mehr. — Der Vergleich dieser Ergebnisse mit denen der Elektroneninterferenzversuche führt zur Bestätigung der letzteren.

Berlin, AEG.-Forschungsinstitut, und Jena, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen am 14. Oktober 1944)

Über die Temperaturabhängigkeit der Erregungs- und Tilgungsfähigkeit der Phosphoreszenz

Von A. Becker, Ilsemarie Schaper und Fritz Becker

(Mit Tafel XIII)

Zusammenfassung

Es wird die Temperaturabhängigkeit des Gesamtleuchtens und der Tilgung von ultraviolett erregten Kupfer- und Silberphosphoren im Bereich 0° bis 100° mittels der Selenphotozelle untersucht unter eingehender Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit der Meßanordnung und der spektralen Lichtverteilung der Phosphoremission.

Wie es schon ältere eigene Untersuchungen nahelegten, ergeben sich grundsätzliche Unterschiede im Verhalten der Kupfer- und der Silberphosphore, während der Einfluß des Grundmaterials gegenüber demjenigen des Aktivators merklich zurücktritt. Es wird ferner gezeigt, daß die Eigenschaften eines Phosphors durch rein physikalische, seine chemischen Bestandteile nicht verändernde Eingriffe — wie Druck- oder Strahleinwirkung — ebenso stark verändert werden können wie durch chemische, die Aufbauteile betreffende Eingriffe.

Bei den Kupferphosphoren ist der Temperatureinfluß weder auf die Erregungsfähigkeit des Gesamtleuchtens noch auf dessen langwellige Tilgbarkeit einheitlich. Beide können mit der Temperatur sowohl ansteigen als sinken, dies aber, soweit bisher festgestellt, stets derart, daß die Steigerung der Tilgung mit einer Abnahme der Erregungsfähigkeit und die Abnahme der Tilgung mit einem Anstieg der Erregungsfähigkeit verbunden ist. Bei den α-zerstörten Phosphoren ist stets eine Zunahme der Tilgung mit der Temperatur vorhanden. Dieses Verhalten ist unabhängig davon, ob es sich um einen Rein- oder einen Mischphosphor bezüglich des Grundmaterials handelt. Im allgemeinen ist diese Temperaturabhängigkeit nicht sehr erheblich.

Die Silberphosphore unterscheiden sich, wie es scheint, grundsätzlich dadurch, daß die Erregungsfähigkeit und die Tilgung mit wachsender Temperatur stets gleichlaufend und meist in beträchtlichem Maße abnehmen. Beim Übergang von den Rein- zu den Mischphosphoren kann dieses Verhalten mehr oder weniger ausgeprägt erscheinen. Es kann hier eine Temperaturempfindlichkeit erreicht werden, deren praktische Auswertung nahegelegt ist.

Die Gesamtheit dieser Feststellungen läßt erkennen, daß die einleitend erwähnten einfachen Vorstellungen namentlich über den Tilgungsmechanismus durch die umfassende Erfahrung nicht gestützt werden und daß es nicht zulässig ist, die Wirkung langwelliger Einstrahlung allgemein als Temperatureffekt aufzufassen. Diese Einstrahlwirkung kann, wie gezeigt, durch Temperatursteigerung des Gesamtmaterials sowohl erhöht als vermindert werden, und es scheint uns, soweit bis jetzt zu sehen, kaum annehmbar, diese Tatsache einfach durch passend gewählte Annahmen über eine Temperaturabhängigkeit der optischen Absorptionsverhältnisse, die allerdings noch zu untersuchen sein werden, deuten zu wollen.

Wie weit wir die hier am Gesamtleuchten während der Erregung beobachteten Erscheinungen dem Dauer- bzw. Momentanleuchten zuordnen müssen, ist zur Zeit nicht mit Sicherheit zu entscheiden. Die Tatsache, daß die erregte Intensität in weiten Grenzen der erregenden Intensität proportional ansteigt, wie wir früher*) schon festgestellt hatten, und daß ein außerordentlicher Abfall des Leuchtens unmittelbar nach Unterbrechung der Erregung erfolgt, scheint uns nicht ausreichend, um auf bevorzugtes Auftreten von Momentanleuchten schließen zu müssen. Die andere Tatsache nämlich, daß besonders der stark zerstörte Phosphor bei UV-Erregung nur langsam anklingt, während er rasch abklingt, weist auf erhebliche Beteiligung des — wenn auch rasch abklingenden — Dauerleuchtens hin. Daß gerade die Tilgung zu tiefgreifenden Dauerveränderungen des Phosphors führt, wird daraus ersichtlich, daß sich der Tilgungseffekt namentlich bei den Kupferphosphoren nach Abdunkeln eines Phosphors sehr lange Zeit konservieren und beim Wiedererregen desselben noch beobachten läßt.

Für das Verständnis des Grundvorgangs und der großen Mannigfaltigkeit der Erscheinungsformen der Phosphoreszenz ist die Kenntnis des Temperatureinflusses von wesentlicher Bedeutung. Die eingehende Verfolgung der Temperatureigenschaften der Dauerbanden zahlreicher Phosphore durch Lenard[1]) hat fundamentale Einblicke in das Wesen des Leuchtvorgangs erbracht. Die Vorstellung der molekular lokalen Temperaturerhöhung durch Einstrahlung hat sich als geeignet erwiesen, die Ausleuchtung der Phosphoreszenz als Analogon zur Hitzeaustreibung aufzufassen, und später glaubte Riehl[2]) auf diesem Wege auch die Tilgung unschwer deuten zu können. Noch weniger untersucht ist bisher die Temperaturabhängigkeit des Momentanleuchtens. Nach dem Ausfall einiger älterer Messungen[3]) an speziellen Phosphoren findet man im Schrifttum allgemein die Annahme, daß das Momentanleuchten in weiten Grenzen temperaturunabhängig sei. Beobachtungen von Randall[4]), die dem zu widersprechen scheinen, will man durch eine Temperaturabhängigkeit der Absorption des Phosphors für das erregende Licht deuten[5]). Ebenso wenig eindeutige Kennt-

*) A. Becker und I. Schaper, Ann. d. Phys. **42**, 315, 1942.

1) P. Lenard, siehe Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 23, 1928.

2) N. Riehl, Ann. d. Phys. (5) **17**, 587, 1933.

3) H. Kuppenheim, Ann. d. Phys. **70**, 107, 1923; F. Schneider, Ann. d. Phys. **77**, 405, 1925; N. Riehl, a. a. O.

4) J. T. Randall, Proc. phys. Soc. London **49**, 46, 1937.

5) N. Riehl, Physik und technische Anwendungen der Lumineszenz, S. 83, 1941.

nis liegt über die Temperaturabhängigkeit der Tilgung vor. Im allgemeinen wird angenommen, daß die Tilgung mit der Temperatur zunehme[6]), während systematische Messungen hierüber bisher nicht vorliegen.

Um den neuerdings gesteigerten theoretischen Versuchen eines weiteren Eindringens in den Mechanismus der Phosphoreszenzerscheinungen eine durch neue Erfahrung ausreichend gesicherte und erweiterte Grundlage zu geben, schien uns die experimentelle Ergänzung der die Temperaturabhängigkeit betreffenden Kenntnis durch neue systematische Messungen besonders geeignet. Neben der Erregungsfähigkeit durch Licht sollte namentlich die langwellige Tilgung, deren Verständnis tieferer Klärung bedarf, der Untersuchung unterworfen werden. Maßgebend hierfür waren auch die praktischen Gesichtspunkte, welche im Hinblick auf die technische Bedeutung dieses Erscheinungsgebietes naheliegen.

Die vorliegenden Messungen erstrecken sich überwiegend auf eine Reihe von *ZnS*-Reinphosphoren und *ZnS*/*CdS*-Mischphosphoren mit den Metallen *Cu* und *Ag* als Aktivatoren. Da wir deren Herstellung dem Entgegenkommen technischer Laboratorien verdanken, ist ihre Reinheit und präparative Definiertheit sichergestellt. Davon konnten wir uns selbst dadurch überzeugen, daß sich eine volle Übereinstimmung der physikalischen Eigenschaften bei nominell gleichen Präparaten ergab, die zu verschiedenen Zeiten und an verschiedenen Stellen hergestellt worden sind. Die bei der Präparation benutzten Schmelzzusätze waren in der Mehrzahl der Fälle durch nachträgliche Auswaschung beseitigt. Die Proben waren zum Teil von mehliger Konsistenz, zum Teil in rieselnden Zustand gebracht. Ihre Untersuchung erfolgte auf einer Fläche von rund 3 cm², auf die sie mittels feinster Netze gleichmäßig in einer Schichtdicke von etwa 0,1—0,2 mm aufgesiebt wurden.

Versuchsanordnung

Zur Verfolgung der Temperaturabhängigkeit der Erregungs- und Tilgungsfähigkeit haben wir zwei Anordnungen benutzt, die in den Figuren 1 und 2 wiedergegeben sind.

Die Anordnung der Fig. 1 dient zur quantitativen Festlegung des Temperaturgangs. Der zu messende Phosphor *P* befindet sich in einer flachen Schale, welche den Messingzylinder *Z* oben abschließt. Der letztere ist unter Zwischenschaltung einer Hartgummiplatte *H* in einen zweiten Zylinder *B* eingebaut, der in den Tubus *T* des quadratischen lichtdichten Meßkästchens *K* eingeschoben werden kann. Zur Temperaturänderung von *P*, die wir hier im Bereich 0—100° C vorgenommen haben, wird der Rohransatz *Fl* an einen Wasserbehälter angeschlossen, der mit Hilfe von Eiszusatz und durch elektrische Heizung auf variable Temperatur gebracht werden kann, so daß ein kontinuierlicher Flüssigkeitsstrom (für einen Teil der Versuche

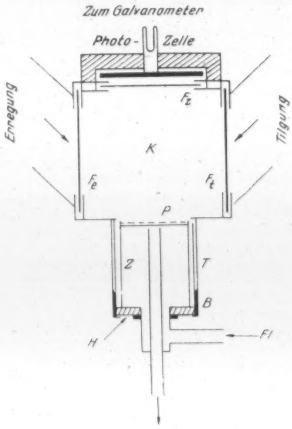


Fig. 1. Meßanordnung 1.

haben wir Glykol benutzt) den Raum *Z* durchfließt. Die Temperaturbestimmung geschieht durch zwei Thermometer, die unmittelbar vor und hinter *Z* in die Leitung eintauchen und so nahe übereinstimmende Werte anzeigen, daß ihr Mittel unbedenklich der Phosphortemperatur gleichgesetzt werden kann.

Die Erregung geschieht durch eine Quecksilber-Blauglaslampe, in deren Strahlengang eine Filterkombination F_e aus den Jenafarbgläsern UG 1 + BG 12 eingeschaltet ist, so daß überwiegend der Wellenbereich um 365 mμ ohne nennenswertes Ultrarot zur Wirkung kommt. Zur Variation der erregenden Intensität werden geeignete Drahtnetze bzw. Rauchgläser mit F_e kombiniert. Um alle Meßwerte auf konstante Lampenintensität beziehen zu können, wird ein Teil der vom Wechselstromnetz abhängigen Lampenstrahlung mittels einer zweiten Photozelle stets gleichzeitig gemessen und zur Korrektur benutzt. Zur Tilgung dient eine an eine unabhängige Batterie angeschlossene und daher durchweg konstant brennende Wolframband-

6) P. Lenard, F. Schmidt und R. Tomaschek, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 23, S. 795, 1928; N. Riehl (Anm. 5), S. 116

lampe, deren Strahlung durch ein UG-6-Filter F_1 filtriert wird, welches nur Ultrarot ($> 900\ m\mu$) hindurchläßt. Zur Messung der Phosphorintensität dient ein Selen-Photoelement, das mit einem empfindlichen Galvanometer in Verbindung steht. Zum Schutz des Elements gegen erregendes und tilgendes Streulicht ist ihm eine Filterkombination F_2 aus GG 5 + BG 19 vorgeschaltet, so daß nur eine geringfügige Korrektion an den Meßwerten vorzunehmen bleibt.

Die Messungen verlaufen im allgemeinen in der Weise, daß für jede bestimmt eingestellte Temperatur der Phosphor nacheinander mit verschiedenen Intensitäten erregt und jeweils zusätzlich mit konstanter Intensität getilgt wird. Die Galvanometeranzeigen liefern dabei die erregte Intensität ohne und mit Tilgung, wodurch sowohl die Erregungsfähigkeit als die relative Tilgung T, d. i. das Verhältnis der unter den festgehaltenen Bedingungen durch Tilgung verschwindenden Intensität zur ultraviolett erregten Intensität J_e als Funktion von J_e und der Temperatur angebbar wird. Es handelt sich hierbei stets um die langwellige Tilgung durch Wellenlängen über $0{,}9\ \mu$ ohne engere Auswahl des speziell tilgenden Wellenbereichs. Die Beobachtungen betreffen auch durchweg die Tilgung des Gesamtleuchtens während der Erregung ohne Abtrennung der auf das Dauer- und Momentanleuchten und auf die einzelnen Emissionsbanden bezüglichen Anteile. Diese Abtrennung ist hinsichtlich der praktischen Zwecke der neuen Messungen offenbar von keiner wesentlichen Bedeutung. Für die ausreichende theoretische Erfassung der Erscheinungen bedarf sie aber noch eingehender besonderer Untersuchung.

Die Anordnung der Fig. 2 dient mehr der qualitativen Verfolgung des Temperatureinflusses in weiteren Grenzen. Ein auf einen dicken Kupferstab *Cu* aufgesetzter Kupferblock *B* wird in dünner aufgesiebter Schicht mit dem Phosphor *P* bedeckt. Der ganze Metallteil ist in ein Glasgefäß eingesetzt, dessen Glasstiel nach Wahl auf tiefe Temperatur (feste Kohlensäure und flüssige Luft) gebracht oder mit einer elektrischen Heizung umgeben werden kann, so daß die Beobachtung über einen weiten Temperaturbereich erstreckt werden kann, dessen Einzelwerte mit Hilfe eines angefügten Thermoelements festlegbar sind. Der oben erweiterte Glasteil ist mit einer aufgeschliffenen Quarzplatte abgedichtet und kann bei Bedarf durch ein eingeführtes Trockenmittel *Tr* trocken gehalten werden. Die Erregung des Phosphors geschieht wieder durch eine ferner stehende Blauglaslampe. Zur Beobachtung der Tilgung wird der Faden einer Rotglaslampe durch ein UG-6-Filter hindurch mit Hilfe einer Quarzlinse auf die Phosphorfläche projiziert. Zu einem ungefähren Tilgungsmaß gelangt man durch Ermittlung der variablen Glühstromstärke der Tilgungslampe, welche unter bestimmten Erregungsbedingungen eine gerade noch gut kenntliche Fadenabbildung liefert. Während die erregte Intensität nur roh geschätzt werden kann, besitzt dieses Beobachtungsverfahren aber den Vorteil, daß es den Temperatureinfluß sowohl auf die Intensität als auf die Farbe des Leuchtens festzustellen gestattet. Die Photozellenmessungen bedürfen notwendig dieser Ergänzung, da sie Farbänderungen nur als Intensitätsänderungen anzuzeigen vermögen und daher zu falschen Schlüssen führen könnten.

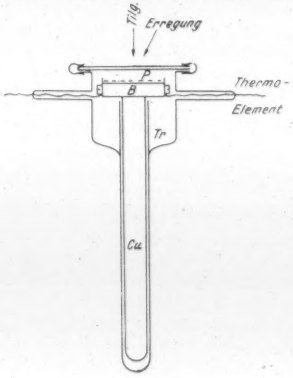


Fig. 2. Meßanordnung 2.

Prüfung des Meßverfahrens

Da das Phosphoreszenzlicht nicht homogen ist, sondern im allgemeinen aus mehreren Banden mit verschiedenen Temperatureigenschaften besteht und da auch die einzelne Bande mit der Temperatur verschieblich sein kann, so bedarf es in jedem Beobachtungsfall, der sich auf das Gesamtleuchten ohne dessen spektrale Zerlegung bezieht, der Prüfung, wieweit etwa die von der Photozelle angezeigten Intensitätsveränderungen ausschließlich oder teilweise durch spektrale Verschiebungen der Phosphoremission vorgetäuscht sein könnten.

Zur Beurteilung der Verhältnisse verweisen wir auf Fig. 3. In ihr verzeichnet die Kurve *a* die spektrale Empfindlichkeit unseres Selen-Photoelements, bezogen auf ein energiegleiches Spektrum. Die Kurve *b* gibt die mit dem Spektralphotometer festgestellte spektrale Durch-

lässigkeit der unserer Photozelle vorgeschalteten Filterkombination von je 2 mm dicken GG 5 + BG 19. Daraus berechnet sich der relative Verlauf der Anzeigeempfindlichkeit unserer Meßanordnung, wie er durch Kurve *c* wiedergegeben wird. Das Empfindlichkeitsmaximum liegt an

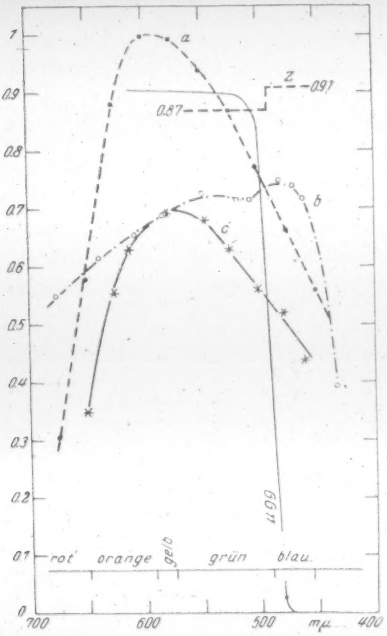


Fig. 3. Zur spektralen Empfindlichkeit der Meßanordnung.
——— *a* Empfindlichkeit der *Se*-Zelle;
– – – – *b* Durchlässigkeit von GG 5 + BG 19;
——— *c* Empfindlichkeit der *Se*-Zelle + Filter.

der Grenze gelb-grün, und die nahe Übereinstimmung der Kurve mit derjenigen der spektralen Augenempfindlichkeit zeigt, daß unsere Photozellenangaben als ein nahe treues Abbild des subjektiven Augeneindrucks gewertet werden dürfen. Man erkennt auch, daß die etwa durch Temperaturveränderungen bewirkte Verschiebung eines breiteren Spektralbandes nach kürzeren oder längeren Wellen durch die Messung kaum als Intensitätsänderung bemerkt wird, falls der Empfindlichkeitsgewinn auf der einen Seite nahe kompensiert wird durch die Folgen aus dem Verlust auf der anderen Seite. Wie weit dies tatsächlich eintritt, kann mit einiger Annäherung schon aus der okularen Betrachtung der Leuchtfarbe mittels unserer Anordnung 2 kenntlich werden.

Daß die Photozelle trotz der verschiedenen Farbempfindlichkeit in gewissen Fällen eine Strahlung nahe energiemäßig zutreffend anzuzeigen vermag, sei am Beispiel der Hefnerlampe gezeigt. Wird das Licht der Hefnerlampe durch ein 2 mm dickes Farbglas GG 11, das bei etwa 490 mμ abschneidet, filtriert, so sinkt der Zellenkurzschlußstrom von 0,91 — d. i. der lediglich infolge Reflexion am Glas verringerte Bruchteil der Gesamtintensität — auf 0,87 (Kurve *Z*), was anzeigt, daß das Hefnerlampenlicht von Blau ab nach kürzeren Wellen rund 4 Proz. zur Photozellenanzeige der Gesamtstrahlung der Lampe beiträgt, während die Energie dieses kurzwelligen Anteils rund 2,25 Proz. der Energie des längerwelligen Bereichs bis etwa 700 mμ beträgt. Diese ungefähre Übereinstimmung erklärt sich daraus, daß der geringen Empfindlichkeit im Blau die starke Empfindlichkeitsabnahme gegen 700 mμ hin gegenübersteht.

Zur Klärung der bei unseren Phosphoren vorliegenden Verhältnisse ist dieses Verfahren der Untersuchung von Filterungseinflüssen auf die Messung besonders geeignet. Es sei dies für drei Sonderfälle durch Fig. 4 veranschaulicht. Dieselbe enthält zunächst die nach Elimination der Reflexion sich ergebenden steil abfallenden Durchlässigkeitskurven von 4 ausgewählten je 2 mm dicken Jenagläsern GG 5, GG 11, OG 2 und RG 1, die im Durchschnitt bei den durch Vertikalstriche eingezeichneten Wellenlängen 462, 495, 568 und 610 mμ abschneiden. Untersucht man nun die durch diese Filter einzeln verursachte Schwächung der zur Photozelle gelangenden Strahlung der erregten Phosphore, so erhält man das für die in Betracht kommenden Absorptionsgebiete durch Horizontalstriche verschiedener Höhe eingezeichnete Ergebnis.

Bei dem mit *O* bezeichneten Silberphosphor wird der Photostrom durch das Filter GG 5 um 12 Proz., durch GG 11 um 65 Proz. und durch OG 2 um 98 Proz. abgeschwächt. Die Schwächung ist also schon vom Blau an sehr merkbar, und nach längeren Wellen fällt der Photostrom trotz wachsender Zellenempfindlichkeit stark ab. Es ist dies ein mehr quantitativer Beleg für die augenscheinliche Tatsache, daß das Emissionsmaximum des Phosphors im Blau liegt. Wegen der rasch abfallenden Zellenempfindlichkeit in diesem Gebiet kann allerdings über die genauere Lage und die Höhe dieses Maximums nichts ausgesagt werden, während der relative Emissionsverlauf nach längeren Wellen hin mit Hilfe der mitgeteilten Empfindlichkeitskurve aus den Durchlässigkeitswerten auch quantitativ ermittelbar wäre.

Der Vergleich mit dem durch reichlichen *CdS*-Gehalt ausgezeichneten Mischphosphor 2 zeigt, daß die Schwächung seiner Strahlung nach längeren Wellen erheblich weniger steil verläuft, was der durch den *Cd*-Zusatz bewirkten bekannten Verschiebung des Emissionsmaximums

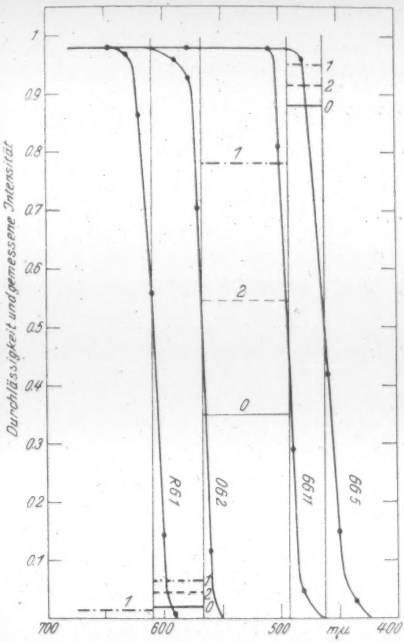


Fig. 4. Filterungseinflüsse auf das Phosphorleuchten. 0 = $ZnS - Ag[F\,0]$; 1 = $ZnS - Cu[HZ]$; 2 = $ZnS_{80}/CdS_{20} - Ag[F\,20]$.

im gleichen Sinne und dem okularen Eindruck der blaugrünen Emissionsfarbe des Phosphors entspricht. Eine weitere Verschiebung des Emissionsmaximums nach längeren Wellen wird für den hell grün leuchtenden *ZnS-Cu*-Phosphor durch die Höhenlage der mit 1 bezeichneten Horizontalstriche angezeigt. Hier ist auch noch eine gut meßbare Durchlässigkeit durch das Filter RG 1 vorhanden.

Eine unmittelbare, allerdings mehr qualitative Veranschaulichung der Phosphoremission liefert die spektrale Zerlegung und deren photographische Fixierung auf Agfa Isopan F-Platten. Einige mit dem großen Steinheilschen Glasspektrographen aufgenommene Photogramme seien durch Fig. 5 und 6 wiedergegeben. Aus der Aufnahme *b* der Fig. 6 geht zunächst hervor, daß unser Verfahren die Hefnerlampenstrahlung vom Rot bis zum Violett, d. i. im ganzen auch photoelektrisch erfaßten Wellenbereich, sehr befriedigend und ungefähr auch energiemäßig anzeigt. Die durch unsere Filterkombination GG 5 + BG 19 hindurch aufgenommene Hefnerstrahlung (Kurve *a*) erscheint bis etwa 450 mμ in der Weise geschwächt, wie dies auch aus Fig. 3 und 4 zu entnehmen ist. Wir können demnach unsere photographischen Bilder als einen guten Beleg für diejenigen Verhältnisse betrachten, die auch den photoelektrischen Messungen zugrunde liegen. So ist aus den Spektrogrammen 1 und 2 der Fig. 5 die oben besprochene Verschiebung der Emission von *HZ* gegenüber *F* 20 nach längeren Wellen deutlich ersichtlich. Aus *c* und *e* der Fig. 6, welche die Emission des von *HZ* nicht wesentlich verschiedenen Phosphors H_0 mit ($\overline{H_0}$) und ohne Filter GG 5 + BG 19 anzeigen, geht hervor, daß dieses Filter eine geringe, bis ins Violett hineinreichende Emission des *Cu*-Phosphors ausschaltet.

Es sei in diesem Zusammenhange noch auf die beiden für die Messungen in Betracht kommenden Fragen hingewiesen: Wie wird etwa die spektrale Verteilung der Emission einerseits durch die Zerstörung eines Phosphors, andererseits durch die der Untersuchung unterworfene Tilgung beeinflußt? Der Vergleich der beiden Spektrogramme 1 und 1a der Fig. 5, von denen das erstere dem normalen, das zweite dem stark α-zerstörten *ZnS-Cu*-Phosphor angehört, zeigt keinen deutlichen Unterschied. Bei diesen Phosphoren kann demnach von spektralen Verschiedenheiten abgesehen werden. Zur Frage des Tilgungseinflusses (*T*) seien die beiden Spektrogramme *d* und *e* der Fig. 6 verglichen. Auch hier sind deutliche Unterschiede bei einer Tilgung der Gesamtintensität um etwa 15 Proz. nicht erkennbar. Wir haben diese Frage auch bei dem zu etwa 50 Proz. getilgten Silber-Phosphors *F* 20 photoelektrisch mit der erwähnten Filtermethode verfolgt und das in Tabelle 1 sich findende Ergebnis erhalten.

Tabelle I

Tilgung und spektrale Emission von $ZnS_{80}/CdS_{20} - Ag(F\,20)$

Filter	Filterdurchlässigkeit bei Phosphor normalem	Phosphor getilgtem
GG 5	0,915	0,92
GG 11	0,545	0,538
OG 2	0,040	0,042

Auch hierbei fehlt jede bemerkenswerte Andeutung eines Tilgungseinflusses, woraus vorerst zu schließen ist, daß alle bei dem Beobachtungsverfahren erfaßten Lichtanteile der Emission von der Tilgung in gleichem Maße betroffen werden. Aus den spektrographischen Aufnahmen scheint dies auch auf den kurzwelligen, bisher nicht photoelektrisch verfolgten Anteil zuzutreffen.

Ergebnisse

Das in mancher Beziehung unterschiedliche Verhalten der Kupfer- und Silberphosphore, auf das wir bereits in früheren Untersuchungen[7]) aufmerksam geworden sind und das wir auch in der gegenwärtigen Untersuchung feststellen, läßt es vorteilhaft erscheinen, diese beiden Phosphorgruppen gesondert zu betrachten.

1. Kupferphosphore

Die photoelektrischen Messungen liefern im allgemeinen Zusammenhänge, wie sie in Fig. 7 für 4 verschiedene Phosphore durch Kurven dargestellt sind. Dieselben zeigen den Verlauf der relativen langwelligen Tilgung T mit der variierten erregten Intensität J_e des Gesamtleuchtens für Zimmertemperatur (20°) und die gesteigerte

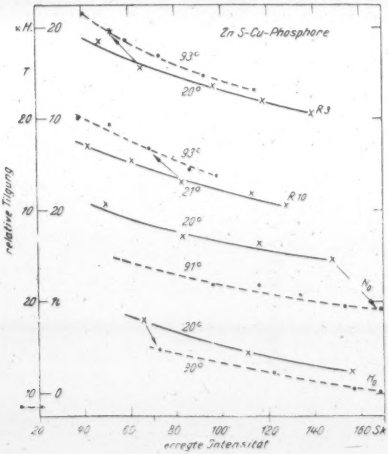


Fig. 7. Temperaturabhängigkeit der Erregbarkeit und Tilgung bei verschiedenen *Cu*-Phosphoren.
$R\,3 = ZnS_{98}/CdS_2 - Cu\ 1:10^6$
$R\,10 = ZnS_{100} - Cu\ 1:10^6$
$N_0 = ZnS_{98}/CdS_2 - Cu\ 1:10^4$
$H_0 = ZnS_{100} - Cu\ 1:10^4$

7) A. Becker und Fritz Becker, Ann. d. Phys., im Druck.

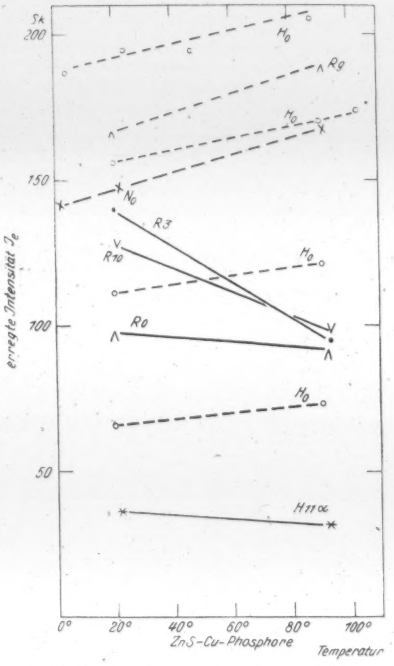


Fig. 8. Temperaturgang der Erregbarkeit verschiedener *Cu*-Phosphore.
$R\,10, H_0 = ZnS_{100} - Cu$
$H\,11\,\alpha = H_0 + \alpha$
$N_0 = ZnS_{98}/CdS_2 - Cu$
$R\,3 = ZnS_{98}/CdS_2 - Cu$
$R\,0 = ZnS_{75}/CdS_{25} - Cu$
$Rg = ZnS_{90}/CdS_{10} - Cu$

Temperatur von rund 90°. Die Höhenlage der Kurven gibt ein Maß für die Größe des Tilgungseinflusses, während der durch Pfeile angedeutete Hinweis den Temperatureinfluß auf die Leuchtintensität anzeigt, da diese Pfeile, von denen jeweils nur ein einziger zwischen zwei zusammengehörigen Kurven eingetragen ist, diejenigen erregten Intensitäten J_e verbinden, welche bei den verschiedenen Temperaturen der gleichen erregenden Intensität zugehören.

Der Temperatureinfluß auf die Erregungsfähigkeit der Kupfer-Phosphore ist nicht einheitlich, da die Pfeile, wie man sieht, in einigen Fällen nach rechts, in anderen nach links gerichtet sind. Es kann also die Erregungsfähigkeit mit wachsender Temperatur sowohl ansteigen wie abfallen. Es wird dies mit besonderer Deutlichkeit in der durch Fig. 8 gewählten Weise

veranschaulicht. Man erkennt hier den für vier verschiedene Erregungsstärken nachgewiesenen Anstieg der Erregungsfähigkeit des Phosphors H_0 mit der Temperatur. Für die anderen Phosphore sind Angaben nur für eine einzige Erregungsstärke gemacht. Ebenso wie H_0 verhalten sich die mit 2 und 10 Proz. CdS versehenen Mischphosphore N_0 und Rg, während der Reinphosphor R 10 und die Mischphosphore R 3 und R 0 eine Abnahme der Erregungsfähigkeit mit wachsender Temperatur besitzen. Es geht daraus hervor, daß für dieses verschiedene Verhalten nicht der Cd-Gehalt verantwortlich sein kann. Bemerkenswert ist es, daß der Temperaturgang des Normalphosphors H_0 umschlägt, wenn er durch α-Bestrahlung stark zerstört worden ist (H 11 α), so daß es also keiner Fremdsubstanz bedarf, um das Temperaturverhalten eines Phosphors grundlegend zu verändern. Auffallend ist ferner, daß der Temperatureinfluß bei den sehr schwach aktivierten Phosphoren R 3 und R 10 besonders erheblich ist.

Es entsteht hier zwangsläufig die Frage, ob bei diesen Erscheinungen nicht etwa spektrale Veränderungen des Gesamtleuchtens durch das Hervor- oder Zurücktreten einzelner Banden eine Rolle spielen könnten. Bei den Reinphosphoren mit normalem Kupfergehalt handelt es sich nach aller Kenntnis zweifellos weit überwiegend bei den gewählten Beobachtungstemperaturen um die grüne α-Bande[8]) mit ihrem Maximum bei 520 mμ (vgl. Fig. 4), und die okulare Betrachtung vermag keine Farbänderung mit der Temperatur festzustellen; auch würde eine geringe Verschieblichkeit sich gemäß unserer vorausgegangenen Betrachtung kaum intensitätsmäßig auswirken müssen. Da auch die α-Zerstörung nach unserer obigen Feststellung keine nennenswerte Farbänderung verursacht, so könnte die Verschiedenheit der beiden Fälle durch eine solche nicht erklärt werden. Die schwach aktivierten Phosphore R 3 und R 10 zeigen bei Zimmertemperatur hellblaues Gesamtleuchten mit relativ rasch abklingendem grünen bzw. gelblichgrünen Nachleuchten, dessen Farbe bei Temperatursteigerung auch im Gesamtleuchten auftritt. Diese deutliche spektrale Verschiebung bedeutet ein Hineinrücken der Emission in das Gebiet erhöhter Zellenempfindlichkeit. Die erhebliche tatsächliche Lumineszenzabnahme dieser Phosphore ist also zweifellos nicht auf diese Farbverschiebung zurückführbar. Das normale Grünlichgelb des Phosphors Rg nimmt bei Temperatursteigerung ersichtlich vielleicht eine Spur gelblichere Färbung an; doch scheint dies kaum den erheblichen Anstieg des Photostroms verursachen zu können. Andererseits ist es vielleicht möglich, daß der Übergang des Hellorange von R 10 in eine Spur rötlichere Tönung den beobachteten geringen Lumineszenzrückgang erklären könnte.

Aus der Gesamtheit der Beobachtungen an Kupferphosphoren geht hervor, daß der Temperatureinfluß innerhalb des verfolgten Bereichs meist nicht sehr erheblich ist und daß die Uneinheitlichkeit des Verhaltens offenbar nicht lediglich durch die Mitwirkung mehr oder weniger starker spektraler Emissionsverschiebungen deutbar erscheint, sondern daß tatsächlich eine verschiedene Temperaturabhängigkeit der Erregungsfähigkeit vorliegt.

Der Temperatureinfluß auf die langwellige Tilgung des Gesamtleuchtens der Kupferphosphore ist ebenfalls nicht einheitlich. Da die Höhe

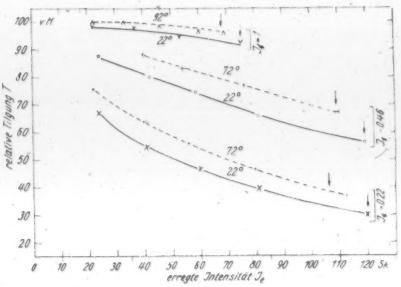


Fig. 9. Beobachtungen bei variierter tilgender Intensität.
Phosphor H 11 α $ZnS-Cu$.

der relativen Tilgung T von der Größe der erregten Intensität J_e abhängt, müssen Aussagen über sie stets auf gleiche Werte von J_e bezogen werden. Wie Fig. 7 zeigt, geht die Tilgung bei den schwachaktivierten Phosphoren R 3 und R 10 mit der Temperatur hinauf, während sie bei den stärker aktivierten N_0 und H_0 sinkt. Sehr auffallend ist auch hier die Veränderung dieses Verhaltens durch die α-Zerstörung dieser Phosphore. Die Fig. 9 veranschaulicht das Verhalten des durch α-Zerstörung erhaltenen stark tilgbaren Phosphors H 11 α für 3 verschiedene tilgende Intensitäten. Dabei ist $J_t = 1$ diejenige UR-Intensität, welche wir normalerweise in den vorhergehenden und allen nicht besonders vermerkten Fällen angewandt haben. Man sieht, daß T stets mit der Temperatur ansteigt, während die Erregungsfähigkeit, die aus der Lage der eingezeichneten vertikalen Pfeile kenntlich wird, sinkt, worauf wir schon bei der Fig. 8 hingewiesen haben. Es fällt auf, daß in allen beob-

8) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, 695, 1910.

achteten Fällen die Steigerung der Tilgung mit einer Abnahme und die Abnahme der Tilgung mit einer Steigerung der Erregungsfähigkeit bei Temperaturveränderung parallel geht. Es stimmt damit überein, daß auch der Zerstörungseinfluß die gleiche „Regel" befolgt. Ob hierdurch ein innerer Zusammenhang beider Vorgänge angezeigt wird, kann zur Zeit nicht entschieden werden.

Die für mehrere Zwischentemperaturen beobachtete allmähliche Tilgungszunahme des ebenfalls stark tilgenden α-zerstörten Phosphors H 14α wird durch Fig. 10 für 3 tilgende Inten-

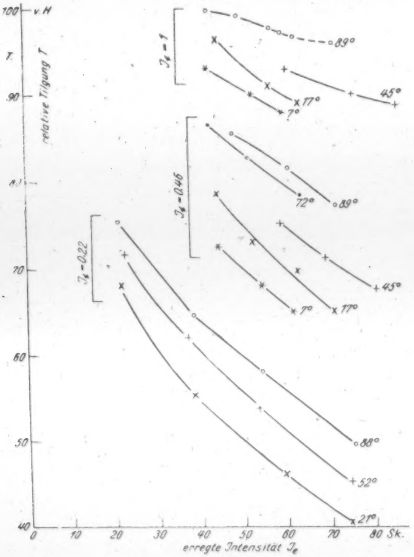


Fig. 10. Beobachtungen bei variierter tilgender Intensität.
Phosphor H 11 α $ZnS - Cu$.

sitäten dargestellt. Es treten hier erhebliche Steigerungen auf, die beispielsweise bei $J_e = 50$ Sk und $J_t = 0{,}46$ bei den angemerkten Temperaturen von 7° bis 89° durch die T-Werte 70, 75, 79, 83 und 85 Proz. angezeigt sind. Sie sind naturgemäß um so kleiner, je mehr sich die Tilgung dem Grenzfall vollständiger Auslöschung der Gesamtstrahlung nähert, der in der Tat mit großer Annäherung leicht erreichbar ist.

2. Silberphosphore

Das Verhalten der normalen ZnS-Silberphosphore ist in allen von uns untersuchten

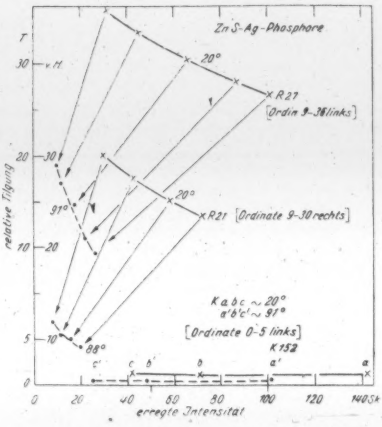


Fig. 11. Die Tilgung von Ag-Phosphoren.
$K\,152 = ZnS_{100} - Ag \quad 1 : 10^4$
$R\,21 = ZnS_{100} - Ag \quad 2 : 10^5$
$R\,27 = ZnS_{98}/CdS_2 - Ag \quad 2 : 10^5$.

Fällen durchweg einheitlich und von denjenigen der Kupferphosphore grundsätzlich verschieden. Wir möchten es nach unseren Erfahrungen als ein Charakteristikum dieser Phosphore bezeichnen, daß die Erregungsfähigkeit und die Tilgung mit wachsender Temperatur stets gleichlaufend und meist in sehr erheblichem Maße abnehmen.

Einen ersten Beleg hierfür gibt für 3 Phosphore Fig. 11, deren Anordnung einen unmittelbaren Vergleich mit der für Kupferphosphore geltenden Fig. 7 ermöglicht.

Die Temperaturabhängigkeit der Erregbarkeit wird durch die den einzelnen jeweils gleicher erregender Intensität angehörigen Meßpunkten zugeordneten Pfeile veranschaulicht. Der Phosphor K 152 zeichnet sich durch eine fast völlig fehlende langwellige Tilgung aus. Es kommt für ihn also praktisch nur die Lumineszenz-

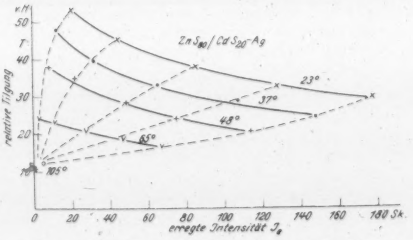


Fig. 12. Der Temperaturgang der Tilgung und Erregbarkeit eines ZnS/CdS-Ag-Phosphors.

abnahme in Betracht, wie sie durch die Lage der für zusammengehörige Punkte gleichbezeichneten Buchstaben zum Ausdruck kommt. Die beiden anderen Phosphore zeigen den Gang sowohl der Erregbarkeit als der Tilgung mit der Temperatur in ausgeprägter Weise. Beide erfahren eine starke Verringerung zwischen 20° und 90°. Diese Erscheinung ist unabhängig davon, ob es sich um einen reinen oder einen *Cd*-haltigen *ZnS*-Phosphor handelt, wenn auch der *Cd*-Gehalt in einer Begünstigung der Tilgung und der außerordentlichen Steilheit der bei höherer Temperatur auftretenden Tilgungskurve sich bemerkbar zu machen scheint.

Dieser Einfluß des *Cd*-Zusatzes auf die Temperaturempfindlichkeit der Silberphosphore tritt in der Tat bei höheren *Cd*-Gehalten mit beträchtlicher Stärke hervor. Es wird dies beispielsweise durch Fig. 12 für den Mischphosphor *F* 20 veranschaulicht, dessen Erregbarkeit, wie die zusammengehörige Werte verbindenden gestrichelten Linienzüge zeigen, im Temperaturintervall von 23° bis 105° nahe bis zur Unmerklichkeit verringert erscheint, während gleichzeitig auch die Tilgbarkeit auf geringe Beträge herabsinkt. Diese letztere Erniedrigung ist um so mehr hervortretend, als im allgemeinen, wie durchweg ersichtlich, bei abnehmender erregter Intensität mit einer Steigerung der relativen Tilgung zu rechnen ist. Trägt man die jeweils zum gleichen J_e-Wert gehörige Tilgung als Funktion der Temperatur auf, so erhält man, wie Fig. 13 zeigt, in unserem Falle einen linearen Zusammenhang mit einem den verschiedenen erregten Intensitäten offenbar gemeinsamen Konvergenzpunkt, über den wir gegenwärtig allerdings noch keine näheren Angaben machen können, da nach höheren Temperaturen hin gemäß Fig. 12 offenbar eine Abweichung von der Linearität zu erwarten ist, deren exakter Verlauf wegen der

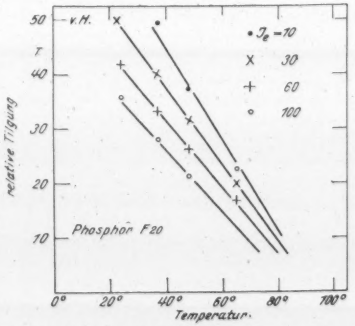


Fig. 13. Die Tilgung bei variierter Erregungsstärke.

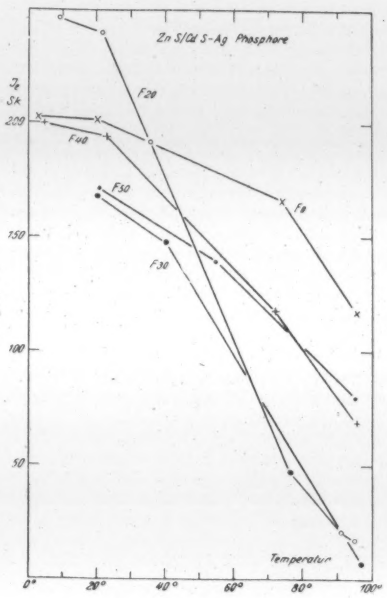


Fig. 14. Die Temperaturabhängigkeit der Erregbarkeit verschiedener *Ag*-Phosphore.

geringfügigen dort vorhandenen Intensitäten schwer ermittelbar ist.

Über den Einfluß des *Cd*-Gehalts auf die Temperaturabhängigkeit der Erregbarkeit dieser Mischphosphore orientiert die Fig. 14. Die Beobachtungspunkte jeder Kurve gehören der gleichen erregenden Intensität an, so daß aus dem Kurvenverlauf ohne weiteres die außerordentliche Temperaturempfindlichkeit der Lumineszenz dieser Phosphore ersichtlich wird. Sie wächst zunächst mit dem *Cd*-Gehalt zu einem offenbar in der Nähe von 20 Proz. liegenden Maximum an und fällt dann wieder ab.

Es muß auch hier zu der Frage Stellung genommen werden, wie weit diese Beeinflussungen des Photostroms tatsächlich auf reine Intensitätsunterschiede hindeuten bzw. durch Farbverschiebungen vorgetäuscht sein können. Die okulare Verfolgung des Temperatureinflusses mit unserer Anordnung 2 zeigt, daß das rein hellblaue Leuchten von *K* 152 bei Temperatursteigerung abgesehen von der Intensität keine ersichtliche Farbveränderung erfährt, und daß das normale Kornblumenblau von *R* 21 in grünliches Weiß mit schwacholivgrünem Nachleuchten übergeht. In beiden Fällen wäre also keine Abnahme des

Photostroms hiernach zu erwarten. Der Mischphosphor *R* 27 zeigt einen Übergang von hellem bläulichem Weiß in mehr gelbliches Weiß. Bei *F* 20 geht das Bläulichgrün in Grüngelb, bei *F* 30 das nur wenig bläuliche Hellgrün in rötliches Gelb, bei *F* 40 das Gelbgrün in dunkles Orange und bei *F* 50 das Zitronengelb in spurenweise rötliches Dunkelgelb über. Wo sich also in allen diesen Fällen spektrale Verschiebungen bemerkbar machen, verlaufen sie überwiegend nach Gebieten größerer oder jedenfalls nicht wesentlich abnehmender Empfindlichkeit unserer Photozellenanordnung und können an sich demnach nicht für die beobachtete Abnahme des Photostroms nach höheren Temperaturen hin verantwortlich gemacht werden.

Von Interesse ist noch das Verhalten der α-zerstörten Silberphosphore. Wie wir bereits in einer früheren Untersuchung mitgeteilt haben, kann durch die α-Zerstörung dieser Phosphore zwar auch eine Steigerung der Tilgung erreicht werden, die aber stets mit einer erheblichen Einbuße an Erregungsfähigkeit verknüpft ist. Es geht dies hier aus Fig. 15 hervor, welche die Temperaturabhängigkeit der Erregbarkeit des normalen und des in zwei Stufen α-zerstörten *F* 20

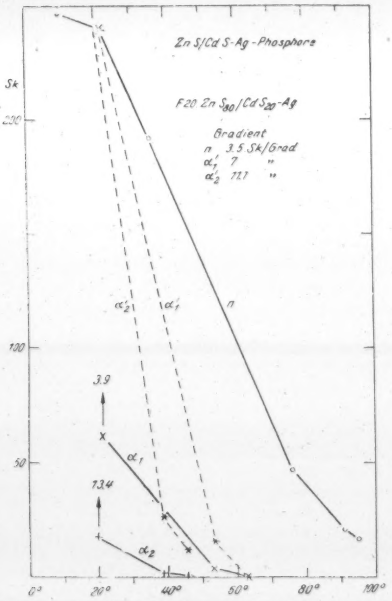


Fig. 15. Einfluß der α-Zerstörung auf die Erregbarkeit.

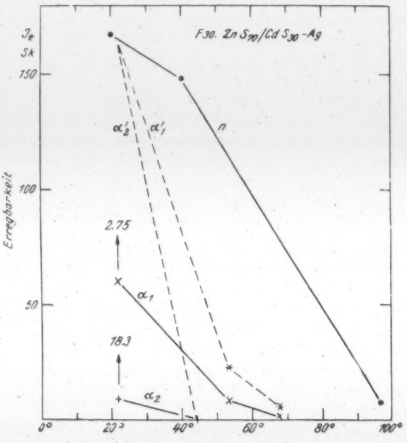


Fig. 16. Die Temperaturabhängigkeit der Erregbarkeit verschiedener *Ag*-Phosphore.

anzeigt. Die Erregbarkeit bei 20° ist im einen Fall auf den 3,9ten, im anderen auf den 13,4ten Teil herabgesetzt. Während sie unter unseren Versuchsbedingungen beim normalen Phosphor noch bis etwa 100° verfolgbar ist, genügen in den beiden anderen Fällen schon Temperatursteigerungen auf 60° bzw. 40°, um die Erregbarkeit auf einen praktisch verschwindenden Betrag herabzusetzen. Würden die drei Proben bei 20° gleich stark erregt, so ergäben sich für den Gradienten $dJ_e/d\vartheta$ aus dem überwiegend linearen Abfall der Kurven *n*, α′ und α_2' die Werte 3,5, 7 und 11,1 Sk/grad, die eine erhebliche Steigerung durch die α-Zerstörung anzeigen. Es würde danach keines übermäßig empfindlichen Galvanometers oder entsprechender Verstärkeranordnung bedürfen, um etwa noch $^1/_{100}$ Grad Temperaturänderung mittels solcher Phosphore nachzuweisen. Ähnliche allerdings weniger günstige Verhältnisse zeigt Fig. 16 für den Phosphor *F* 30. Neben der beträchtlichen Lumineszenzeinbuße durch die α-Zerstörung tritt wieder die Steigerung der Temperaturempfindlichkeit des Leuchtens deutlich hervor.

Es sei schließlich noch auf entsprechende Eigenschaften von Silberphosphoren mit weiter veränderter Grundsubstanz hingewiesen. Im oberen Teil der Fig. 17 findet sich die Temperaturabhängigkeit des Leuchteffekts von zwei *ZnS/CdSe-Ag*-Phosphoren[9]), in denen also der Bestandteil *CdS* unserer oben betrachteten Prä-

9) Wir verdanken diese Phosphore dem freundlichen Entgegenkommen von Prof. Dr. L. Wesch.

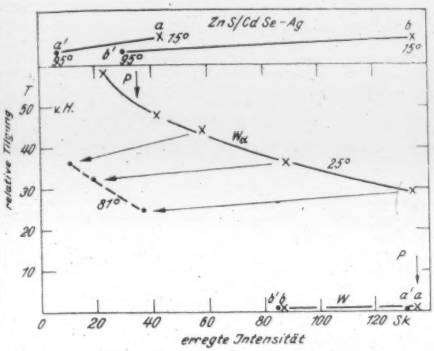


Fig. 17. Das Verhalten von Selenidphosphoren.

parate durch *CdSe* ersetzt ist. Die Temperatursteigerung von 15 auf 95° setzt den Photostrom beträchtlich zurück, ohne daß die Leuchtfarbe, die von reinem Hellgelb in Orange übergeht, aus dem maximalen Empfindlichkeitsbereich der Meßanordnung wesentlich heraustritt. Da die Tilgung dieser Phosphore praktisch kaum merklich ist, sind Tilgungswerte nicht eingetragen, und die tiefere Lage der zur höheren Temperatur gehörenden Punkte (a', b') soll nicht etwa auf eine Veränderung der Tilgung im betreffenden Sinne hinweisen.

Sehr eigenartig verhalten sich gewisse Phosphore vom Bau *ZnS, ZnSe-Ag*, wie der untere Teil der Fig. 17 es anzeigt. Während bei diesen hellgelblichgrün leuchtenden Stoffen weder die Leuchtfarbe noch die Intensität und die von vornherein verschwindende Tilgung in unseren Grenzen nennenswert temperaturabhängig sind (Linie W), ändert sich dies sehr auffallend durch die α-Zerstörung. Wie die Lage der zur gleichen erregenden Intensität gehörigen vertikalen Pfeile PP angibt, hat die α-Bestrahlung die Erregbarkeit etwa auf $^1/_3$ herabgesetzt, gleichzeitig aber eine sehr erhebliche Tilgungsfähigkeit verursacht (Kurve W_a), wie dies regelmäßig bei allen unseren Phosphoren zu beachten ist. Jetzt aber sind beide, die Erregbarkeit und die Tilgbarkeit, stark temperaturabhängig geworden in der Richtung, wie er für alle unsere Silberphosphore typisch ist.

Für sehr entgegenkommende Bereitstellung der von uns erbetenen Phosphorpräparate haben wir der Riedel-de Haen AG., insbesondere Herrn Direktor Dr. I. Seemann und Herrn Dr. Wakenhut sehr zu danken. Die laufend benötigte flüssige Luft verdanken wir wiederum dem stets großen Entgegenkommen der Direktion der I. G. Farbenindustrie AG. Ludwigshafen, insbesondere Herrn Direktor Dr.-Ing. F. Lappe.

Heidelberg, Philipp-Lenard-Institut der Universität.

(Eingegangen am 30. Oktober 1944)

Besprechungen

Unter dieser Rubrik werden „Nur für den Dienstgebrauch" erscheinende Bücher angezeigt. Um die Fachgenossen rasch über das Vorliegen unterrichten zu können, wurde die Form des Selbstreferats gewählt. Interessenten, die die Bücher zur Durchführung ihrer Aufträge dringend benötigen, können sie über die Schriftleitung bei den zuständigen Stellen anfordern.

W. Finkelnburg: „Physik und Technik des Hochstromkohlebogens". VIII, 194 Seiten mit 93 Abbildungen. Im Auftrag des Oberkommandos des Heeres und des Oberbefehlshabers der Luftwaffe nur für den Dienstgebrauch verlegt von der Akademischen Verlags-Gesellschaft Becker und Erler K.G. in Leipzig 1944.

Das Buch will unsere Kenntnis über den Hochstromkohlebogen und insbesondere dessen technisch wichtigste Anwendungsform, den Beckbogen, nach dem Stand vom 1. Dezember 1943 zusammenfassend darstellen, wobei neben dem gesamten Schrifttum (76 Veröffentlichungen und unveröffentlichte Berichte und Mitteilungen verschiedener Autoren) auch zahlreiche neue Ergebnisse aus dem Institut des Verfassers berücksichtigt sind.

Einem einleitenden Abschnitt über die Eigenschaften und den Mechanismus des Niederstromkohlebogens folgt ein solcher über die allgemeinen Eigenschaften und Betriebsbedingungen des Hochstromkohlebogens, in dem auch die Entwicklung dieser Bogenform aus dem gewöhnlichen Niederstrombogen bei Steigerung der Stromstärke behandelt wird. Der folgende Hauptteil des Buches über die physikalischen Eigenschaften des Hochstromkohlebogens bringt auf 120 Seiten die Beobachtungs- und Meßergebnisse über die elektrischen Kennlinien, den Anodenfall und die Potentialverteilung, das Zischen des Homogenkohlebogens, die Gesamtstrahlung, Gesamtstrahlungsdichte, Leuchtdichte, Lichtstärke, Winkelverteilung der Strahlung und Lichtausbeute, die spektrale Energieverteilung, die spektroskopische Analyse und die Farbe der Bogenstrahlung, die Temperaturen, den Materialabbau und Materialtransport im Bogen, den Bogen in reinen Gasen, bei Über- und Unterdruck, die magnetischen Eigenschaften und die magnetische Beeinflussung des Bogens, die Eigenschaften der kontrahierten Hochstrombogensäule und die Chemie des Hochstromkohlebogens. Ein folgender Abschnitt bringt die gegenwärtige Kenntnis über den Mechanismus und die Theorie des Hochstromkohlebogens, in dem neben den entscheidenden anodischen Vorgängen auch der Mechanismus des Zischens und die theoretischen Ansätze zum Verständnis der kontrahierten und der turbulenten Bogensäule behandelt werden. Der VI. Hauptabschnitt bringt eine kurze Darstellung der technischen Anwendungen der verschiedenen Formen des Hochstromkohlebogens; in ihm werden neben den militärischen und filmtechnischen Anwendungen auch neue Anwendungsmöglichkeiten, z. B. in der medizinischen Therapie und der Chemie, erwähnt. Ein Literatur- und ein Sachverzeichnis beschließen das Buch, das als Grundlage der weiteren Forschungs- und Entwicklungsarbeit dienen will.

Zur Veröffentlichung in den nächsten Heften der Reichsberichte wurden angenommen:

K. Koopmann, Elektronenlaufzeiten im Gitter-Kathodenraum von Senderöhren. Mitteilung aus dem Telefunken-Laboratorium. (9 Spalten, 8 Figuren.) Eingegangen am 16. November 1944.

Zusammenfassung

Nach einem graphischen Verfahren werden die Laufzeitverhältnisse im *G-K*-Raum bei *B*-Betrieb und vernachlässigbarem Durchgriff untersucht, und zwar in Abhängigkeit von einem Laufzeitparameter $p = \frac{1}{\sqrt{U_0}} \frac{d}{\lambda} \left[\text{Volt}^{\frac{1}{2}}\right]$. Bei $p = 3{,}5 \cdot 10^{-4}$ erreicht die Steilheit einen Phasenwinkel von 90° Nacheilung und ist — bei konstanter Gitterwechselspannung — in ihrem Betrage auf etwa 75 Proz. abgesunken, die Impulsqualität des in den *G-A*-Raum eintretenden Konvektionsstromimpulses ist jedoch besser geworden. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist so, daß der Impuls sich bei längerer Laufzeit im *G-A*-Raum wieder verschlechtert. An der Kathode treten Spitzenströme bis zum doppelten Betrage des normalen Wertes auf. Die Eingangskapazität bei Gitterbasisschaltung verringert sich durch die Raumladung bei nicht zu großen Laufzeiten um etwa 16 Proz. gegenüber dem statischen Wert.

Honerjäger, Beugung elektrischer Wellen am Drahtgitter. (18 Spalten, 8 Figuren.) Eingegangen am 17. November 1944.

Zusammenfassung

Es wird das Problem der Beugung an einem unendlich ausgedehnten, ebenen Gitter aus äquidistanten, geraden Metalldrähten, auf welches ebene Wellen unter einem beliebigen Einfallswinkel auffallen, gelöst. Vorausgesetzt wird, daß der Gitterdrahtdurchmesser gegenüber der Wellenlänge und der Gitterkonstanten so klein ist, daß man den Gitterstrom als gleichförmig über den Drahtumfang verteilt annehmen darf. Für verschiedene Werte des Verhältnisses von Wellenlänge zu Gitterkonstante und von Gitterkonstante zu Drahtradius wird die Durchlässigkeit des Gitters in Abhängigkeit vom Einfallswinkel berechnet und durch Kurven dargestellt. Auf die Möglichkeit einer experimentellen Prüfung der Theorie mit H_{0n}-Wellen im rechteckigen Rohr wird hingewiesen.

Falkenhagen, Zur Theorie der Messung der Dielektrizitätskonstanten und Permeabilität mit Hilfe der konzentrischen Hohlleitung. (21 Spalten.) Eingegangen am 20. November 1944.

Zusammenfassung

Es wird die Theorie des Paralleldrahtsystems und damit auch der konzentrischen Hohlleitung auf sehr einfache Weise dargestellt und erweitert. Weiter werden Anwendungen dieser Theorie zur Messung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften homogener Körper besprochen. Drei verschiedene Meßverfahren zur Ermittlung der komplexen Dielektrizitätskonstanten und komplexen Permeabilität werden im einzelnen erörtert.

Die Weiterentwicklung der Theorie für Meßrohr mit Eigendämpfung wird bearbeitet.

R. Hase, Ein Hochohmbolometer größter Empfindlichkeit. (13 Spalten, 6 Figuren.) Eingegangen am 21. November 1944.

Zusammenfassung

Es wird ein Hochohmbolometer in Brückenschaltung mit Kupferoxydul als wirksamer Substanz beschrieben. Seine wichtigsten Daten sind folgende, und zwar ohne Verstärker:

Widerstand: $W_{20} = 40$ Megohm, Temperaturkoeffizient $a = 2{,}8 \cdot 10^{-2}$,
Empfangsfläche: $F = 2{,}5$ mm², Dicke 0,6 μ, Masse $7 \cdot 10^{-4}$ Gramm,
Brückenspannung: 120 Volt Gleichstrom,
Größte Empfindlichkeit im Vakuum: k Lux $= 9{,}54 \cdot 10^{-5}$ Watt/cm² = 97 Millivolt,
Kleinste Trägheit bei Wasserstoffüllung: 90 Proz. des Endausschlages erreicht in 0,021 sec.

L. Kahovec und K. W. F. Kohlrausch, Studien zum Raman-Effekt. Mitteilung 164. Stickstoffkörper XXXII: Azide. (5 Spalten.) Eingegangen am 25. November 1944.

Zusammenfassung

Es werden die Raman-Spektren mitgeteilt von kristallinen Aziden mit den Kationen *Li*, *Na*, *K*, *Rb*, *Cs*, *Ca*, *Sr*, *Ba*, *Pb*, *Zn*(*OH*). Im *Pb*-Azid scheint die N_3-Gruppe nicht mehr zentrisch symmetrisch zu sein, was als Übergang zu kovalenter Bindung zwischen *Pb* und N_3 gedeutet wird. — Der Frequenzwert der totalsymmetrischen N_3-Schwingung W_1 zeigt deutliche Abhängigkeit von Ladung und Größe des Kations. In wäßriger Lösung ist diese Abhängigkeit nur mehr andeutungsweise vorhanden.

W. Bothe, H. Dänzer, W. Gentner, H. Schmidl, Bericht über die Arbeiten an einer Elektronenschleuder. (34 Spalten, 18 Figuren.) Eingegangen am 4. Dezember 1944.

Zusammenfassung.

1. Allgemeine Gesichtspunkte der Konstruktion. 2. Eisenverluste. 3. Blindleistungsaufwand. 4. Getrennte Erregung des Führungsfeldes? 5. Vormagnetisierung des Kammerfeldes. 6. Bahnstabilität. 7. Numerische Behandlung der Konstruktion. 8. Die Ablenkung der schnellen Elektronen aus der

Gleichgewichtsbahn. 9. Strahlintensität. Günstigste Form der Kammer. 10. Höhere Betriebsfrequenzen. Anhang. Allgemeine Theorie der Elektronenschleuder. 11. Die Differentialgleichungen der Elektronenbahn. 12. Gleichgewichtsbahn und Energie. Erhaltungssatz. 13. Radiale Stabilität. 14. Axiale Stabilität. 15. Stabile Bahnen im zeitlich veränderlichen Feld. 16. Start zu beliebigem Zeitpunkt.

W. Bothe, Über Strahlenschutzwände. (14 Spalten.) Eingegangen am 13. Dezember 1944.

Peter Jensen und Oskar Ritter, Bremsung und Absorption von Neutronen in Beton. (23 Spalten, 6 Figuren.) Eingegangen am 13. Dezember 1944.

Zusammenfassung

Die für die Abdämmung von Neutronen maßgebenden Größen werden für Beton gemessen. An den Ergebnissen wird die Eignung von Näherungsformeln zur Berechnung dieser Größen nachgewiesen.

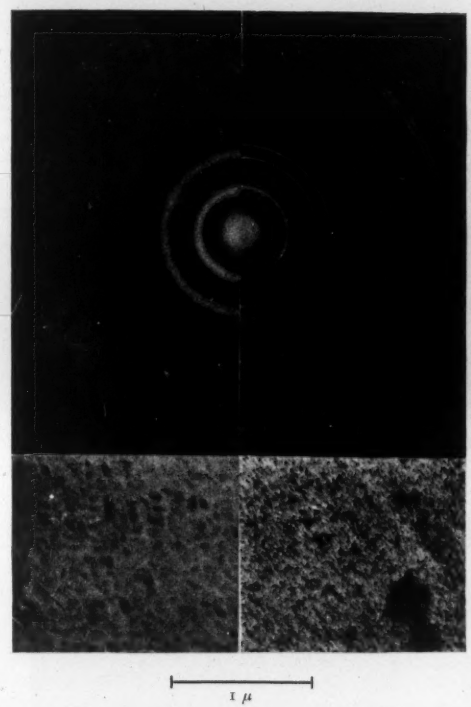


Fig. 1. Elektronenbeugungsaufnahme und Übermikroskopbild einer amorphen (links) und einer kristallinen (rechts) Germaniumschicht.

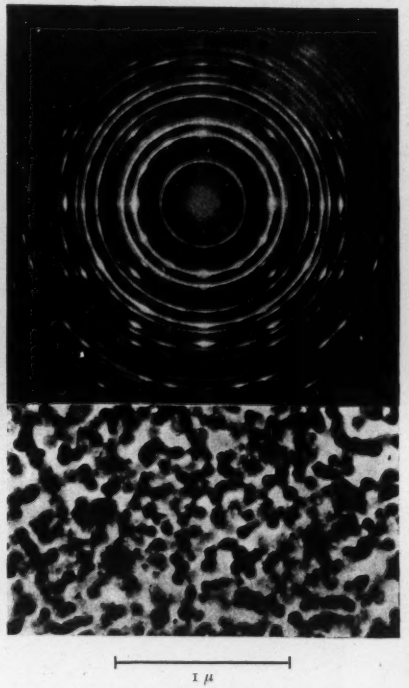


Fig. 3. Elektronenbeugungsaufnahme und Übermikroskopbild einer auf warme *KBr*-Spaltfläche aufgedampften Germaniumschicht.

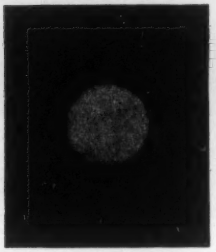
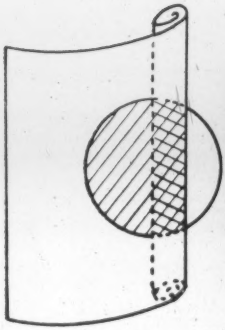


Fig. 1. Eine Blende von 0,2 mm dm wird durch die neue Glasfolie abgebildet.
Abstand Folie–Platte 335 mm
Strahlspannung $U = 77$ kV
Elektronenoptische Vergrößerung 35fach
Lichtoptische Nachvergrößerung 2fach.



Skizze zu Fig. 2.

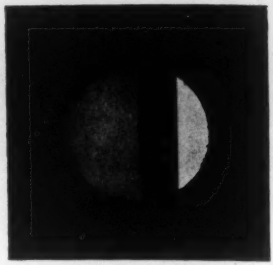


Fig. 2.
200fache schattenmikroskopische Vergrößerung des Randes der in Fig. 1 benutzten Glasfolie.
Abstand Folie–Platte 335 mm
Lichtoptische Nachvergrößerung 2fach
Strahlspannung $U = 77$ kV.

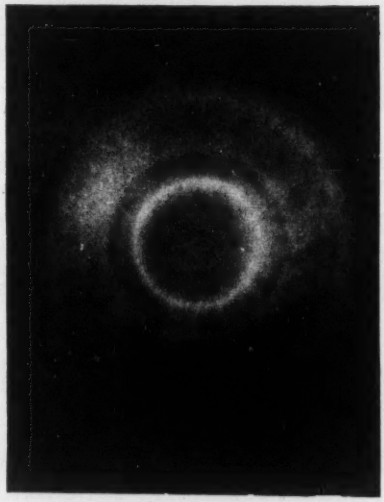


Fig. 3. Elektronendiagramm der in Fig. 1 und 2 benutzten Folie aus Jenaer Glas.
Abstand Präparat–Platte 335 mm
Strahlspannung $U = 79$ kV
Wellenlänge $\lambda = 0{,}0421$ ÅE
Verkleinerung 0,96fach.

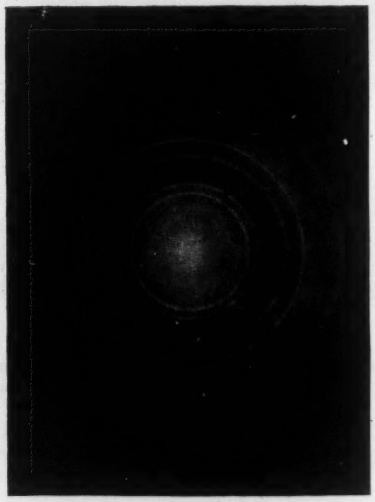


Fig. 4. Debye-Scherrer-Diagramm von auf Glas aufgedampftem Aluminium.
Abstand Folie–Platte 335 mm
Strahlspannung $U = 77$ kV
Wellenlänge $\lambda = 0{,}0426$ ÅE
Vergrößerung 1,77fach.

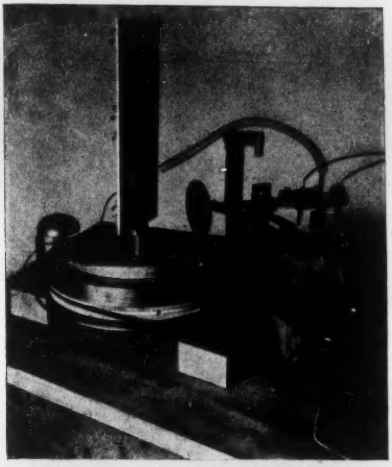


Fig. 4. Photographie der Drehspiegelanordnung.

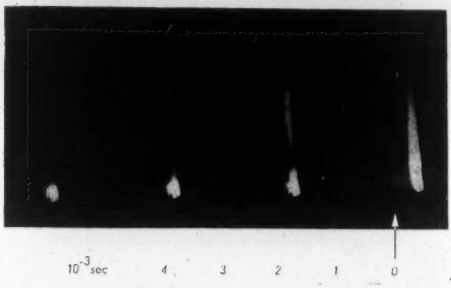


Fig. 7a. Zeitlupenaufnahme (Reinkohleflamme, Bogen kurzgeschlossen).

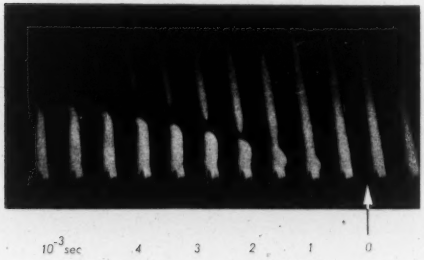


Fig. 7b. Zeitlupenaufnahme (Reinkohleflamme, Bogen kurzgeschlossen, dann sofort wieder gezündet). Um die abgelöste schrumpfende Flamme in der Reproduktion gut sichtbar zu machen, wurde sie durch Retusche verstärkt.

Fig. 6. Photographie der Zeitlupenapparatur.

Fig. 10a. Beckflamme (Aufnahme von Franzmeyer).

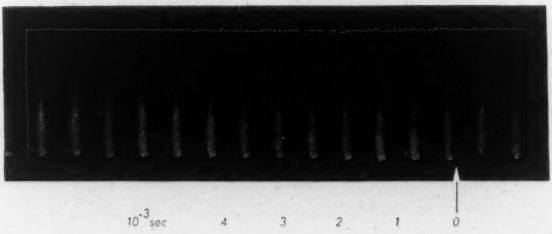


Fig. 12. Zeitlupenaufnahme („Delle". Reinkohleflamme). Kondensator parallel geschaltet.

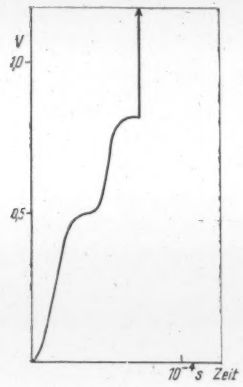


Fig. 1.

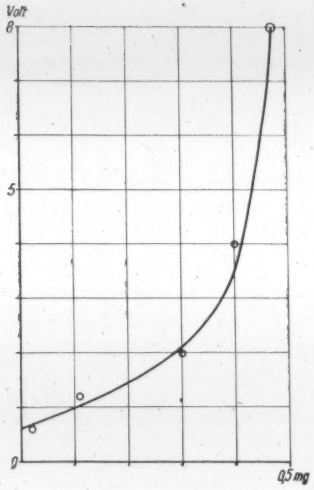


Fig. 2. Feinwanderung m (mg) für 360000 Unterbrechungen im induktionsfreien Kreis in Abhängigkeit von der Spannung der Stromquelle.

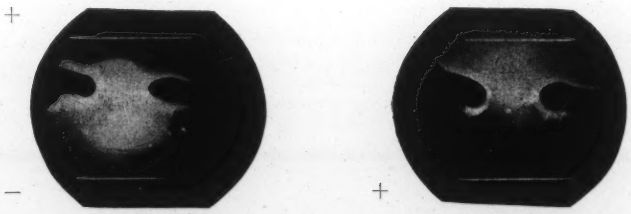


Fig. 3. Temperaturverschiebung in der flüssigen Brücke beim Umpolen des Stromes (150 A).

Reichsb

Zur Ar

Zur Arbeit M. Grützmann, Die Eignung von Stoßpendeln zur Herstellung und Messung kurzer Kontaktzeiten.

Fig. 8. Rußschrieb der Kugel σ_4.
a) Doppelanschlag, b) Anstreifen des Fadens, c) Anschlag nach Verkürzung der Öse.

Zur Arbeit R. Tomaschek, Über innermolekulare Sensibilisierung von Leuchtstoffen.

Fig. 1. Erregungsverteilung der Fluoreszenz des Gadoliniumsalzes der Bernsteinsäure im Quecksilberlicht.
Fig. 2. Erregungsverteilung der Fluoreszenz der Bernsteinsäure.

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit E. Rohloff, Die Kathodenflamme des Hochstromkohlebogens.

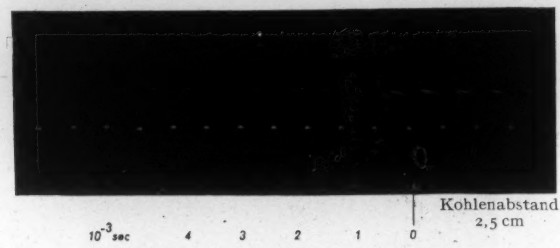


Fig. 3. Zeitlupenaufnahme (Kurzschließen des Bogens bei 200 Amp.).

Fig. 4. Zeitlupenapparatur.

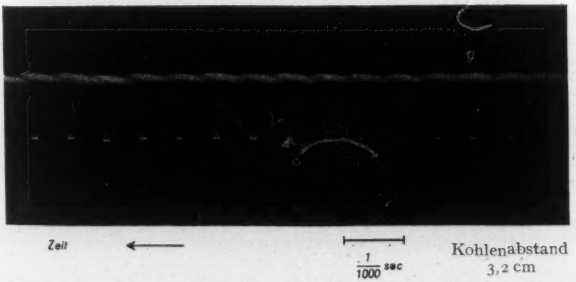


Fig. 5. Zeitlupenaufnahme mit spiraliger Aufwicklung der negativen Stichflamme im longitudinalen Magnetfeld (Bogenstromstärke 150 Amp., Magnetfeldstärke 18 Gauß).

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit P. Schulz, Edelgasbögen

Fig. 1. Elektrodenstabilisierter Edelgashochdruckbogen.

Fig. 2. Konvektionsbestimmter Edelgashochdruckbogen.

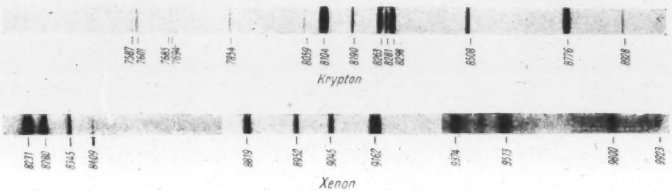


Fig. 5. Ultrarotspektrum der Krypton- und Xenonhochdruckentladung (Druck 35 at, Stromstärke 25 Amp. Elektrodenabstand 4 mm).

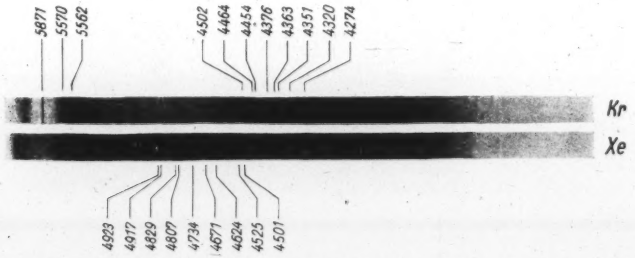


Fig. 6. Sichtbares Spektrum der Krypton- und Xenonhochdruckentladung (Druck 35 at, Stromstärke 30 Amp.).

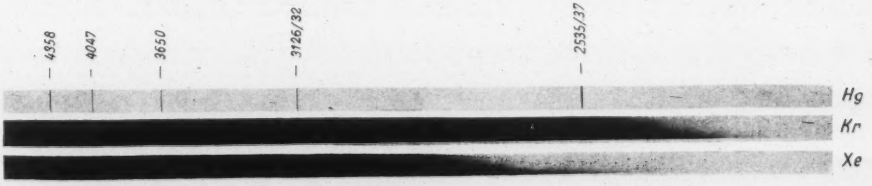


Fig. 7. Ultraviolettes Spektrum der Krypton- und Xenonhochdruckentladung (Druck 35 at, Stromstärke 35 Amp.) und *Hg*-Spektrum.

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit H. Raether, Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen. Teil I: Untersuchung polierter Steinsalzoberflächen mittels Elektroneninterferenzen

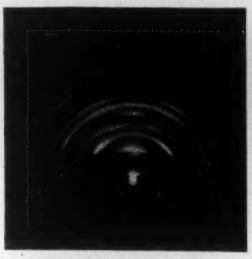


Fig. 1.

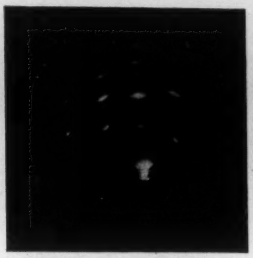


Fig. 2.

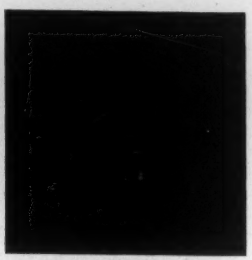


Fig. 3.

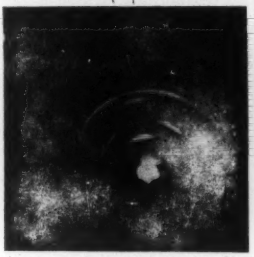


Fig. 4.

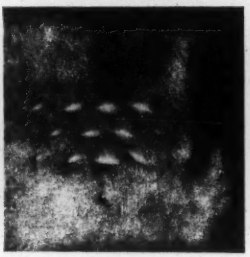


Fig. 6.

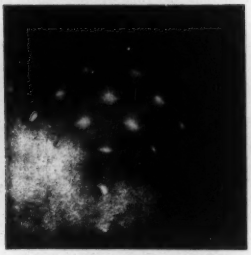


Fig. 7.

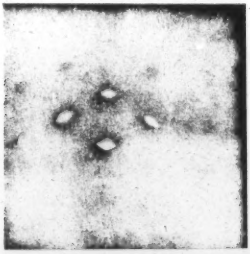


Fig. 8.

Fig. 9.

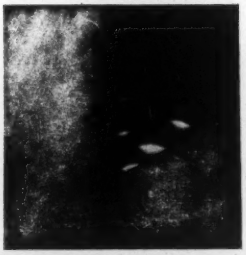


Fig. 10.

Fig. 1. Elektroneninterferenzbild von einer polierten Steinsalzwürfelfläche. Die ausgeprägte Faserstruktur nach (100) deutet auf eine Ausrichtung der Kristallkörner (Würfel) auf der darunterliegenden Würfelfläche.

Fig. 2. Polierte Steinsalzwürfelfläche. Die Bearbeitung geschah durch geradliniges Hin- und Herbewegen auf der Unterlage. Aufnahme in Bearbeitungsrichtung. Es entsteht ein Drehkristalldiagramm um die (100)-Richtung als Drehachse. Grund: Die Kristalle drehen sich bei dieser gerichteten Bearbeitung um eine Achse senkrecht zur Bearbeitungsrichtung.

Fig. 3. Wie Fig. 2, jedoch Aufnahme senkrecht zur Bearbeitungsrichtung. Die Reihenfolge der Ringe ist (200), (220), (400), (420) usf. Es fehlen (111), (311), (222). Erklärung siehe Text.

Fig. 4. Wie Fig. 3. Der Kristall wurde während der Bearbeitung nur in einer Richtung über die Unterlage geführt. Ein ähnliches Interferenzbild wie etwa Fig. 1, nur ist es um einen Winkel (etwa 15°) um den Primärfleck gedreht. Wird die Einstrahlungsrichtung um 180° gedreht, so entsteht das gleiche Interferenzbild, jedoch an der Normalen gespiegelt. Die Erklärung der unsymmetrischen Intensitätsverteilung ist in einer einseitigen Verkantung der Kristallite durch die einsinnige Bearbeitung zu suchen (vgl. Fig. 5). Der linke Pfeil gibt die häufigste Lage der Kristallitnormalen an.

Fig. 6. Polierte (110)-Steinsalzfläche. Einstrahlung senkrecht zur Würfelfläche. Der Abstand der auf horizontalen Linien liegenden Reflexe entspricht dem Gitterabstand d_{100}, auf vertikalen Linien d_{110}. Die Azimutabhängigkeit der Textur, welche die folgenden Figuren zeigen, deutet darauf hin, daß die nach der Politur stehengebliebenen Kriställchen eine ausgeprägte Orientierung nach dem Mutterkristall behalten haben.

Fig. 7. Einstrahlungsazimut parallel zur Würfelkante. Der Abstand der auf horizontalen Linien liegenden Reflexe ist jetzt ebenfalls durch d_{110} bestimmt.

Fig. 8. In diesem Einstrahlungsazimut entspricht dem horizontalen Reflexabstand d_{111}, dem vertikalen d_{110}.

Fig. 9 und 10. Interferenzbilder polierter (111)-Flächen von Steinsalz. Fig. 9: Einstrahlrichtung längs der Höhe des die Oktaederfläche bildenden gleichseitigen Dreiecks. Fig. 10 um 30° gegen die Einstrahlrichtung von Fig. 9 gedreht.

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit H. Raether, Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen. Teil II: Untersuchung wasser- und wärmebehandelter Steinsalzoberflächen mittels Elektroneninterferenzen

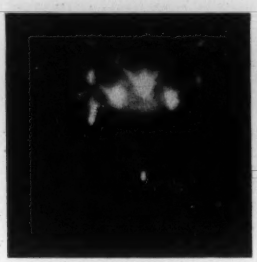


Fig. 1.

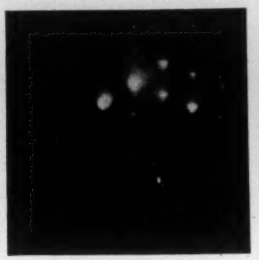


Fig. 2a.

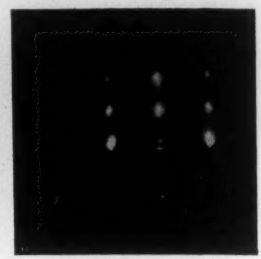


Fig. 2b

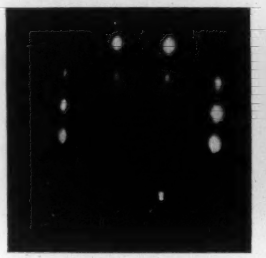


Fig. 2c.

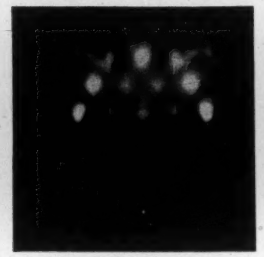


Fig. 3a.

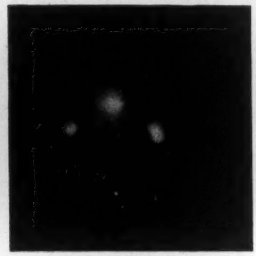


Fig. 3b.

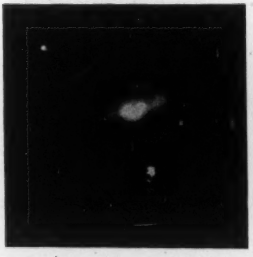


Fig. 4a.

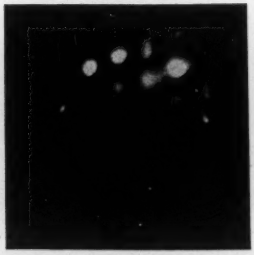


Fig. 4b.

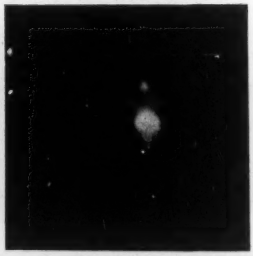


Fig. 4c.

Fig. 1. Elektroneninterferenzbild einer getemperten Steinsalzspaltfläche. Vor der Wärmebehandlung gab die Fläche Fig. 1 (Teil I).

Fig. 2. Wasserbehandelte (111)-Steinsalzflächen. Man bemerkt noch eine geringe Verbreiterung der Reflexe senkrecht zum Radius, Folge einer Verwacklung der Kristalle. Auf letzteres deuten auch die sehr breiten Kikuchilinien. Bild *a* gleiche Einstrahlrichtung wie Fig. 10 (I) (Ausgangsfläche), *b* und *c* wie Fig. 9 (I) (Ausgangsfläche). *b* und *c* unterscheiden sich durch eine geringe Verdrehung des Azimutes, erkenntlich an der Verlagerung des nullten Hauptmaximums.

Fig. 3. Getemperte (wärmebehandelte) (110)-Steinsalzflächen. *a* und *b* gleiche Einstrahlrichtung wie Fig. 6 (I) bzw. 8 (I) (Ausgangsflächen).

Fig. 4. Getemperte (wärmebehandelte) (111)-Steinsalzfläche. *a* zeigt in einem willkürlichen Azimut an der Schärfe der Kikuchilinien die Güte der Rekristallisation. *b* und *c* sind in Einstrahlrichtungen aufgenommen, die den Fig. 10 und 9 in Teil I (Ausgangsflächen) entsprechen.

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit H. Mahl und H. Raether, Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen. Teil III: Elektronenmikroskopische Untersuchung von behandelten Steinsalzflächen.

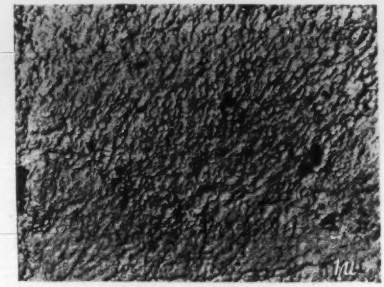


Fig. 1. Elektronenmikroskopische Oberflächenaufnahme nach dem Abdruckverfahren von einer polierten Steinsalzwürfelfläche (Abdruckfilm: *Al*-Aufdampfschicht). Vergr.: 6000 : 1.

Fig. 2. Polierte (110)-Fläche von Steinsalz. Vergr.: 3000 : 1.

Fig. 3. Polierte (111)-Fläche von Steinsalz. Vergr.: 3000 : 1. Man beachte die inselförmige Verteilung stark aufgerauhter Stellen.

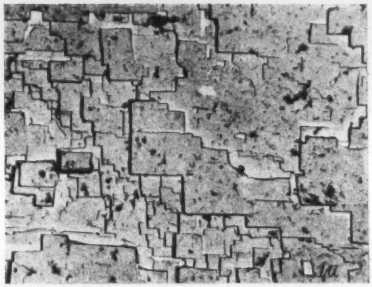
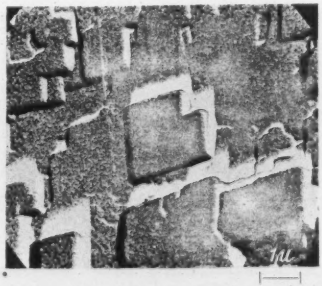


Fig. 4. Nach der Politur angehauchte (100)-Fläche von Steinsalz. Durch die Befeuchtung verschwindet die Polierstruktur und es findet ein Wachstum der Kristalle mit (100)-Begrenzungen statt.



3392/44

Fig. 5. Wasserbehandelte (100)-Fläche von Steinsalz. Vergr.: 7100 : 1. Die Höhe der Stufen in der Bildmitte beträgt etwa 2000 ÅE, berechnet aus der Schattenlänge und dem Aufdampfwinkel (20°).

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit H. Mahl und H. Raether, Untersuchung verschieden behandelter Steinsalzoberflächen. Teil III: Elektronenmikroskopische Untersuchung von behandelten Steinsalzflächen.

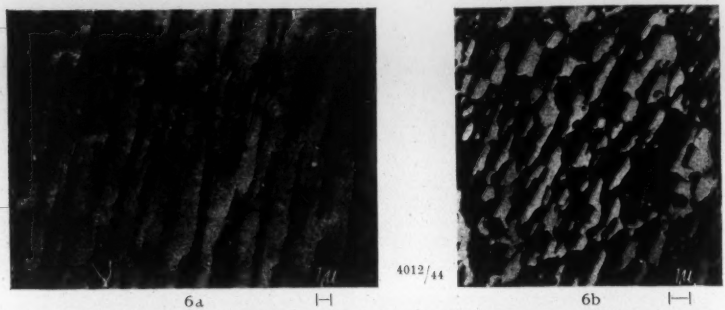


Fig. 6. Wasserbehandelte (110)-Flächen von Steinsalz. *a* Vergr.: 2000: 1; *b* Vergr.: 3500: 1.

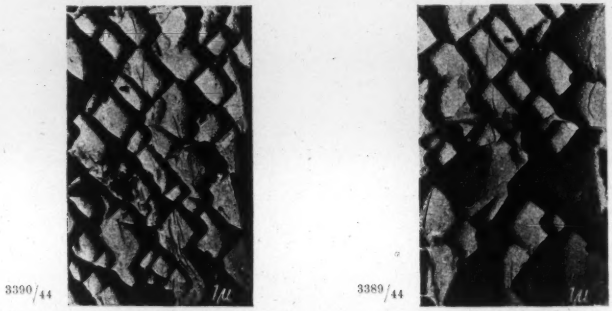


Fig. 7. Wasserbehandelte (111)-Flächen von Steinsalz. *a* und *b* Vergr.: 7700: 1. Man beachte die starke Verrundung der Ecken und Kanten.

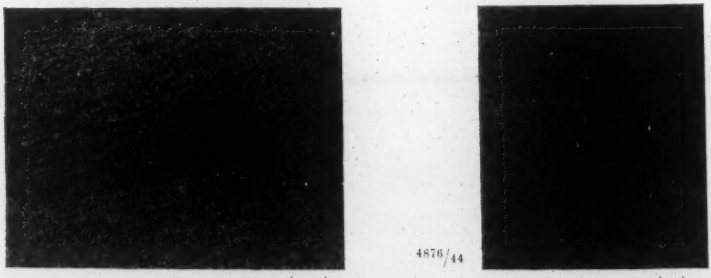


Fig. 8. Wärmebehandelte (110)-Fläche von Steinsalz. Der Kontrastmangel auf der unteren Seite des Bildes ist allgemein an wärmebehandelten Flächen zu beobachten und weist auf die elektronenmikroskopische Glätte der Oberfläche hin. Oben links ist noch infolge unzureichender Behandlung die Rauhigkeit der Ausgangsfläche bemerkbar. Die Körnung rührt von der kristallinen Eigenstruktur des Abdruckfilmes (*Al*) her. (Vergr.: 6000: 1.)

Fig. 9. Steinsalzspaltfläche. Elektronenmikroskopisch glatt wie wärmebehandelte Flächen. Vergr.: 3700: 1.

S. Hirzel, Leipzig

Zur Arbeit A. Becker, Ilsemarie Schaper und Fritz Becker, Über die Temperaturabhängigkeit der Erregungs- und Tilgungsfähigkeit der Phosphoreszenz

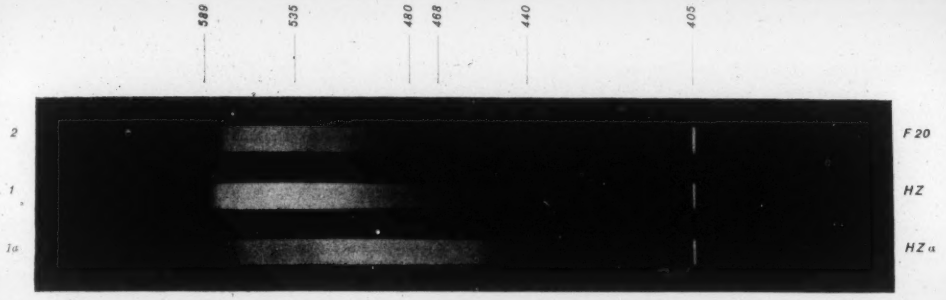


Fig. 5.
Spektrale Zerlegung des Phosphorlichtes.

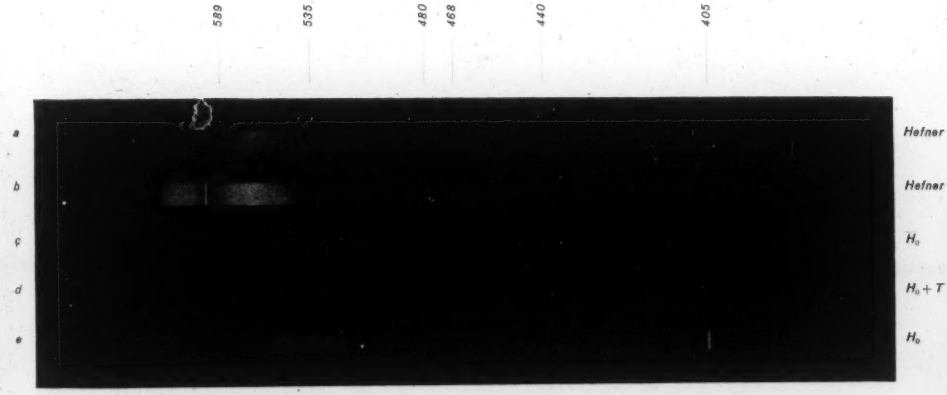


Fig. 6.